ERZEUGUNG VON K^* (892) UND K^* (1420) IN DER REAKTION $K^+d \rightarrow K \pi NN'$ BEI 4.6 GeV/c UND VERGLEICH MIT DER REAKTION $KN \rightarrow K^*N'$ IM PRIMÄRIMPULSBEREICH VON 2 - 12 GeV/c

GERD DEHM

MÜNCHEN 1973

1972

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546017_0060

Erzeugung von $K^{*}(892)$ und $K^{*}(1420)$ in der Reaktion $K^{+}d \rightarrow K\pi NN'$ bei 4.6 GeV/c und Vergleich mit der Reaktion $KN \rightarrow K^{*}N'$ im Primärimpulsbereich von 2 - 12 GeV/c

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Gerd Dehm

München, im Juni 1972

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. N. Schmitz

2. Berichterstatter: Prof. Dr. C. Zupancic

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dez. 1972

Inhalt

		Seite
I	Einleitung	1
II	Das K^+d Experiment bei 4.6 GeV/c	2
III	Deuterium als Target und die Reaktion des K^+ am einzelnen Nukleon	3
IV	Ein-Pion-Produktion	6
	1. Wirkungsquerschnitte	6
	2. Die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-pp$	11
	2.1 Die experimentellen Daten	11
	2.2 Produktion und Zerfall von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$	13
	.21 Differentielle Wirkungsquerschnitte	13
	.22 Zerfallswinkelverteilungen	16
	2.3 Untersuchung des $K^+\pi^-$-Massenbereichs oberhalb 1.2 GeV	24
	.31 Existenz des K(1250)	24
	.32 Aufspaltung des $K^*(1420)$	24
	.33 Mögliche Resonanzerzeugung bei 1.7 - 1.8 GeV	26
	2.4 Rückwärtsproduktion von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$	29
	3. Die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$	30
	3.1 Die experimentellen Daten	30
	3.2 Produktion und Zerfall des $K^{*0}(892)$	31
	4. Die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^+pn$	32
	4.1 Die experimentellen Daten	32
	4.2 Die Reaktion des K^+ am Neutron	34
	.21 Produktion und Zerfall des $K^{*+}(892)$	35
	4.3 Die Reaktion des K^+ am Proton	35
	.31 Produktion und Zerfall von $K^{*+}(892)$ und $\Delta^{++}(1236)$	36
V	Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	39

Seite

VI Absorptionsmodellrechnungen zur $K^{*}(892)$-Produktion 49

1. Das Absorptionsmodell 50
2. Kopplungskonstanten 52
3. Bestimmung der Parameter des Absorptionmodells 54
4. Ergebnisse der Absorptionsmodellrechnungen 55

VII Zusammenfassung 60

Anhang 63

Literaturverzeichnis 66

Verzeichnis der Abbildungen 72

Abbildungen

Danksagung

Lebenslauf

I Einleitung

In dieser Arbeit wird zunächst nach einer Diskussion einiger Eigenschaften des Deuterons auf die Schwierigkeiten eingegangen, die bei der Verwendung von Deuterium als Target auftreten.

Anschließend werden die Ergebnisse zu den folgenden Reaktionen eines K^+d-Experiments mit einem Primärimpuls von 4.6 GeV/c besprochen.

$$K^+d \rightarrow K^+\pi^-pp \qquad (6585 \text{ Ereignisse}) \qquad (1)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp \qquad (\ 790 \text{ Ereignisse}) \qquad (2)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+pn \qquad (1650 \text{ Ereignisse}) \qquad (3)$$

Für die Auswertung der Reaktionen (2) und (3) wurden nur solche Ereignisse benützt, für die der Zerfall des auslaufenden K^0-Mesons in $\pi^+\pi^-$ gesehen worden war.

In allen drei Kanälen ist eine starke Produktion von $K^*(892)$ festzustellen. Zusätzlich beobachtet man in Reaktion (1) bzw. (3) eine starke Erzeugung von $K^{*0}(1420)$ bzw. $\Delta^{++}(1236)$. Es werden jeweils partielle und differentielle Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionskanäle angegeben. Außerdem werden die Elemente der Dichtematrix der einzelnen Resonanzen bestimmt.

Das $K^+\pi^-$-System in Reaktion (1) wird auf eine mögliche Aufspaltung des $K^*(1420)$ in zwei verschiedene Resonanzen und auf eine neue Resonanz im Massenbereich von 1.7 - 1.8 GeV untersucht.

Im Abschnitt V betrachten wir die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Ein-Pion-Erzeugung und speziell die der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^*(892)$ und $K^*(1420)$ durch K-Mesonen an Protonen und Neutronen.

Im Kapitel VI wird unter Einschluß der Daten anderer Experimente die $K^*(892)$-Erzeugung an Protonen und Neutronen durch positiv und negativ geladene K-Mesonen im Primärimpulsbereich von 2 bis 12 GeV/c im Rahmen eines Absorptionsmodells von Dar, Watts und Weißkopf untersucht. Dabei wird auch das Produkt der Kopplungskonstanten der Vektormesonen ϱ und ω am K^*KV- und am $NN'V$-Vertex für Vektor- und Tensorkopplung am Nukleonvertex bestimmt.

II Das K^+d Experiment bei 4,6 GeV/c

Die hier besprochenen K^+d-Daten wurden aus einem Experiment in der 2m Blasenkammer des CERN gewonnen. Der Impulsmittelwert des elektrostatisch separierten K^+-Strahls[1] betrug 4.59 GeV/c, entsprechend einer Schwerpunktsenergie von 3.13 GeV für die Reaktion an einem ruhenden Nukleon. Die Auswertung der ca. 130000 Bilder wurde von einer Kollaboration Brüssel - Genf - München durchgeführt.

Der an die Münchner Gruppe entfallene Anteil von 28 Filmen zu je 1500 Bildern wurde zweimal unabhängig nach Ereignissen aller Topologien durchmustert. Bei einer dritten Durchmusterung wurden alle Unterschiede zwischen erster und zweiter Durchmusterung nochmals geprüft. Wir erhielten für drei- und vierarmige Ereignisse eine Auffindwahrscheinlichkeit von 99%; für die ein- und zweiarmigen Ereignisse mit assoziiertem Zerfall eines neutralen seltsamen Teilchens betrug sie 98%.

Die Messungen wurden auf konventionellen Meßmaschinen vom Typ Vanguard durchgeführt und mit der CERN Programmkette THRESH - GRIND - SLICE[2] ausgewertet. Die auf irgendeiner Stufe der Auswertung verworfenen Ereignisse wurden bis zu dreimal nachgemessen. Damit wurden 96.2% aller drei- und vierarmigen Ereignisse und 97.9% aller ein- und zweiarmigen Ereignisse mit assoziiertem V^0 erfolgreich ausgewertet. Zur Buchhaltung und Erstellung der Meßlisten wurde das Münchner INDEX-System benützt.

III Deuterium als Target und die Reaktion des K^+ am einzelnen Nukleon

Bei der Verwendung von Deuterium als Target muß man zwei wesentlich verschiedene Reaktionsabläufe unterscheiden. In dem einen Fall befindet sich nach der Reaktion wieder ein Deuteron im Endzustand (kohärente Reaktion), im anderen Fall bricht das Deuteron bei der Reaktion auf, und man erhält zwei getrennte Nukleonen im Endzustand. In den meisten Reaktionen, in denen das Deuteron aufbricht, beobachtet man, daß eines der beiden Nukleonen im Endzustand einen relativ kleinen Impuls ($\leq$300 MeV/c) besitzt. Daraus entwickelte sich das Bild, daß dieses langsamere Nukleon an der Reaktion nicht direkt beteiligt ist.

Eine Schwierigkeit bei der Auswertung von Deuteriumexperimenten besteht in der Behandlung dieses an der Reaktion nicht beteiligten zweiten Nukleons - des sog. Zuschauerteilchens. Abgesehen von der Möglichkeit einer zweiten Wechselwirkung eines der am primären Stoß beteiligten Teilchen mit dem Zuschauer entsteht das Problem der Berücksichtigung des Zuschauers in der kinematischen Auswertung. Ist das Zuschauerteilchen ein Neutron, so wird es wie ein gewöhnliches neutrales Teilchen in der Kinematikrechnung berücksichtigt. Für Zuschauerprotonen dagegen unterscheidet man zwei Fälle. Ist der Impuls des Protons größer als ~80 MeV/c - d.h. legt das Proton in der Blasenkammer eine sichtbare Wegstrecke zurück - so kann der Impuls aus der Reichweite des Protons bestimmt werden. Dabei ist allerdings für kurze Spuren, für die der so ermittelte Impuls wegen zu geringer Spurlänge nicht mit der Krümmung verglichen werden kann, die Verwechslung mit einem Deuteron aus einer kohärenten Reaktion möglich. Für Zuschauerprotonen, die in der Blasenkammer keine sichtbare Wegstrecke zurücklegen (Impulse $\leq$80 MeV/c), werden als Meßwerte für die Impulskomponenten die Werte $p_x=p_y= 0 \pm 30$ MeV/c, $p_z= 0 \pm 41$ MeV/c eingesetzt[3]. Würde man den Impuls des Zuschauerprotons als ungemessen betrachten, dann könnten bei der kinematischen Anpassung nur Hypothesen ohne neutrales Teilchen im Endzustand berücksichtigt werden, während durch diese Methode auch die Anpassung von Hypothesen mit einem neutralen Teilchen im Endzustand möglich wird. In diesem Fall wird allerdings der Impuls des Zuschauerteilchens bei der kinematischen Anpassung kaum geändert. Die Zuschauerprotonen erhalten meist einen zu klei-

und Impuls von nur einigen MeV/c und werden gleichzeitig parallel oder antiparallel zum neutralen Teilchen ausgerichtet (Abb.1).

Um die Reaktion an einem der Nukleonen des Deuterons zu studieren, muß für jedes Ereignis festgelegt werden, welches Nukleon das Reaktions- bzw. Zuschauerteilchen war. Wir betrachten immer das langsamere der beiden Nukleonen als Zuschauer und beschränken uns außerdem gleichzeitig auf Impulse des Zuschauers kleiner als 250 MeV/c, um den Anteil von Reaktionen mit Endzustandswechselwirkungen möglichst gering zu halten. Damit ergeben sich aus den Kanälen (1) - (3) folgende Reaktionen:

$$K^+d \rightarrow K^+\pi^-p\ (p_s) \qquad (5961\ \text{Ereignisse}) \qquad (1a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^0p\ (p_s) \qquad (\ 701\ \text{Ereignisse}) \qquad (2a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+n\ (p_s) \qquad (\ 781\ \text{Ereignisse}) \qquad (3a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+p\ (n_s) \qquad (\ 661\ \text{Ereignisse}) \qquad (3b)$$

Die Reaktionen (1a) - (3a) verstehen wir als Wechselwirkung des K^+ am Neutron, Reaktion (3b) als Wechselwirkung des K^+ am Proton.

In Abb.2a-c sind die Verteilungen des Impulses des jeweiligen Zuschauerteilchens für die Reaktionen (1),(3a) und (3b) gezeigt. Die eingezeichneten Kurven geben die aus der McGee-Funktion[4] gewonnene theoretische Verteilung wieder, normiert auf die Zahl der Ereignisse, für die ein Zuschauernukleon definiert wurde. Im Gegensatz zu den Reaktionen (1) und (3b), für die - abgesehen von einem Überschuß von Ereignissen bei Impulsen $\geq$200 MeV/c - gute Übereinstimmung zwischen experimenteller und theoretischer Verteilung beobachtet wird (Abb.2a,c), ist für die Reaktion (3a) eine starke Abweichung festzustellen. Man erkennt in Abb.2b deutlich die oben erwähnte Verschiebung der Impulse ungesehener Zuschauerprotonen zu kleinen Werten hin. Eine ähnliche Verteilung erhält man auch für die Reaktion (2a). Die z.B. für Reaktion (1) in Abb.2a beobachtete Abweichung von der theoretischen Verteilung für höhere Zuschauerimpulse ist im wesentlichen einer Endzustandswechselwirkung mit dem Zuschauerteilchen zuzuschreiben, bei der dieses Teilchen einen größeren Impuls erhält, als es ursprünglich im Deuteron besaß. Allerdings ergibt sich aus der ungenügenden Kenntnis der Wellenfunktion der Deuterons auch eine Unsicherheit der theoretischen Verteilung für höhere Zuschauerimpulse.

Abb.2d zeigt die Verteilung der Schwerpunktsenergie von Reaktion (1) für die Wechselwirkung an einem Nukleon mit einem Mittelwert von

3.13 GeV und einer Breite von 0.12 GeV. Sie wurde als invariante Masse der Sekundärteilchen K^+, π^- und p berechnet, wobei das Proton mit dem größeren Laborimpuls genommen wurde. Schwarz eingezeichnet ist der Anteil der Ereignisse, für die beide Protonimpulse größer als 250 MeV/c sind. Die Breite der Verteilung ist eine Folge der Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron. Bewegt sich z.B. ein Targetnukleon mit 100 MeV/c parallel bzw. antiparallel zum einlaufenden K^+-Meson mit einem Impuls von 4.6 GeV/c, so erhält man eine Schwerpunktsenergie von 2.99 bzw. 3.28 GeV, entsprechend einem primären K^+-Impuls von 4.14 bzw. 5.12 GeV/c bei ruhendem Targetnukleon.

IV Ein-Pion-Produktion

Im folgenden Kapitel wollen wir die Ergebnisse für die Reaktionen von K^+-Mesonen an Protonen und Neutronen betrachten, in denen ein π-Meson produziert wird.

$$K^+d \rightarrow K^+\pi^-p\ (p_s) \qquad (1a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^0p\ (p_s) \qquad (2a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+n\ (p_s) \qquad (3a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+p\ (n_s) \qquad (3b)$$

Alle anderen Reaktionen mit nur einem auslaufenden Pion sind kinematisch nicht auswertbar, da in diesen Fällen die Information über zwei neutrale Teilchen im Endzustand fehlt.

IV.1 Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurde ein Teil der Filme speziell nach τ-Zerfällen der einlaufenden K^+-Mesonen durchsucht. Außerdem wurde für alle Ereignisse mit drei auslaufenden Spuren die invariante Masse der drei beobachteten Sekundärteilchen unter der Annahme, es seien π-Mesonen, berechnet und mit der K^+-Masse verglichen, um sicherzustellen, daß bei der kinematischen Analyse keine τ-Zerfälle durch Fehlinterpretation verloren gegangen sind. Aus einem Vergleich der Zahl der gefundenen τ-Zerfälle mit der Zahl der einlaufenden Spuren erhält man einen Wert von $3\pm4\%$ für die Strahlverunreinigung durch Pionen und Myonen. Die in Tabelle 1 angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden aus der Zahl der gefundenen Ereignisse und aus der Zahl der τ-Zerfälle berechnet. Sie sind auf Durchmusterungs- und Meßverluste und bei Reaktionen mit einem auslaufenden K^0 zusätzlich auf ungesehene K^0-Zerfälle korrigiert.

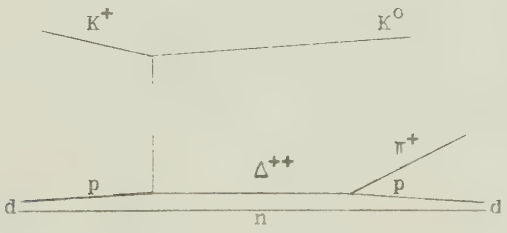
Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen (1a),(2a),(3a) und (3b) sind keine Wirkungsquerschnitte für die Reaktion an einem freien Nukleon, sondern beziehen sich auf die K-Streuung an Nukleonen, die im Deuteron gebunden sind. Es wurden keine Korrekturen für Zuschauerimpulse größer als 50 MeV/c (~4% nach Kopeć[17]) oder für die Abschattung des einen Nukleons im Deuteron durch seinen Partner (~4%) berücksichtigt[5]. Die Größe der Korrekturen ist zu schlecht bekannt und ihre Abschätzung zu stark von der jeweils verwendeten Wellenfunktion des Deuterons abhängig, um damit ein eindeutiges Ergebnis für die Reaktion am freien Nukleon zu erhalten.

Tabelle 1

Wirkungsquerschnitte

Reaktion	σ [mb]	Ereignisse
(1) $K^+d \rightarrow K^+\pi^-pp$	1.11 ± 0.06	6585
(1a) $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$	1.00 ± 0.06	5961
(2) $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$	0.70 ± 0.09	790
(2a) $K^+d \rightarrow K^0\pi^0p(p_s)$	0.62 ± 0.08	701
(3) $K^+d \rightarrow K^0\pi^+pn$	1.36 ± 0.15	1650
(3a) $K^+d \rightarrow K^0\pi^+n(p_s)$	0.51 ± 0.06	781
(3b) $K^+d \rightarrow K^0\pi^+p(n_s)$	0.71 ± 0.08	661

Die Verringerung des Wirkungsquerschnitts auf Grund dieser Effekte liegt ungefähr bei 10-15%. In den Reaktionen (1a) und (2a) wird der Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung auf Grund des Pauli-Prinzips noch zusätzlich reduziert (vgl. Abschnitt IV.2.21). Für die Reaktionen (3a) und (3b) kommen noch ganz spezielle Unsicherheiten dazu, z.B. die Rekombination des auslaufenden pn-Systems zu einem Deuteron. Besonders deutlich ist dieser Effekt in der Reaktion (3b), in der eine starke $\Delta^{++}(1236)$-Produktion beobachtet wird (vgl. Abschnitt IV.4.3). Das Zerfallsproton des Δ ist häufig so langsam, daß es mit dem Zuschauerneutron zusammen ein Deuteron bilden kann[§].



[§] Eine genaue Analyse dieser Effekte in der Reaktion $K^+p \rightarrow K^{*0}$ 892)$\Delta^{++}(1236)$ wurde von G.Göbel durchgeführt. Die bessere Statistik in diesem Kanal erlaubt eingehende Untersuchungen der Unterschiede zwischen Reaktionen an gebundenen und freien Protonen (G.Göbel, Dissertation, TU München, 1972).

Ein Hinweis auf diesen Mechanismus ist der sog. d^{*}-Effekt in den kohärenten Reaktionen; hier zeigt sich eine resonanzartige Anhäufung von Ereignissen in der $d\pi^{+}$-Massenverteilung bei Werten, die der Masse eines $\Delta^{++}(1236)$ zusätzlich einer Nukleonmasse entsprechen[6].

Ein Vergleich des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion (3b) von 0.70 ± 0.09 mb mit dem Wert von 1.06 ± 0.1 mb aus einem Protonexperiment bei 4.6 GeV/c[7] zeigt den starken Unterschied zwischen den Reaktionen an gebundenen und an freien Protonen in diesem Kanal. Ein so starker Unterschied zwischen den Reaktionen an freien und gebundenen Protonen wurde in dem $K^{+}d$-Experiment bei 3 GeV/c nicht beobachtet[8].

Um Wirkungsquerschnitte für die Resonanzproduktion in den Reaktionen (1a),(3a) und (3b) angeben zu können, bestimmten wir die Anteile der einzelnen Resonanzen an den Reaktionen durch eine Maximum Likelihood-Analyse der Dalitzdiagrammbevölkerung (Abb.3,22a und 24a). Dabei wurde zur Beschreibung der Bevölkerung des Dalitzdiagramms eine Superposition aus einer Untergrundverteilung nach Phasenraum und relativistischen Breit-Wigner-Verteilungen für die Resonanzen $K^{*}(892)$,$K^{*}(1420)$,N(1688) und $\Delta(1236)$ gewählt.

$$|M|^2 = |M(\text{Untergrund})|^2 + \sum |M(\text{Resonanz})|^2$$

$$|M(\text{Resonanz})|^2 = BW(m)\ F(\cos\theta)$$

Dabei ist $$BW(m) = \frac{m}{q} \cdot \frac{\Gamma(m)}{(m^2-m_o^2)^2 + m_o^2\Gamma^2(m)} ,$$

und $F(\cos\theta)$ eine Funktion des polaren Zerfallswinkels im Helizitätssystem der jeweiligen Resonanz (vgl. Tabelle 2b, Spalte 2). Durch die Einführung von $F(\cos\theta)$ wurden die Zerfallseigenschaften der Resonanzen berücksichtigt. Für $K^{*}(892)$ und $\Delta^{++}(1236)$ wurden massenabhängige Breiten verwendet[9]:

$$K^{*}(892): \quad \Gamma(m) = \Gamma_o (q/q_o)^3 \cdot m_o/m$$

$$\Delta^{++}(1236): \quad \Gamma(m) = \Gamma_o (q/q_o)^3 \cdot \frac{(m+m_p)^2 - m_\pi^2}{m^2} \cdot \frac{m_o^2}{(m_o+m_p)^2 - m_\pi^2} .$$

Dabei sind m_o und Γ_o Lage und volle Breite der Resonanz, m die Masse des resonanten Systems, m_p und m_π die Massen von Proton und Pion und q und q_o die Impulse der Zerfallsprodukte der Resonanz mit der Masse m bzw. m_o in deren Ruhesystem. Für die Resonanzen

$K^{*}(1420)$, N(1688), $\Delta^{0}(1236)$ und $\Delta^{+}(1236)$ wurde $\Gamma = \Gamma_{0}$ gesetzt. Die für die einzelnen Resonanzen benützten Werte von Masse und Breite sind in Tabelle 2a angegeben.

Tabelle 2a

Massen / Breiten der Resonanzen in MeV

Reaktion	$K^{*}(892)$	$K^{*}(1420)$	$\Delta(1236)$	N(1688)
(1a)	895/45	1430/110	1230/100	1675/50
(3a)	895/65	1420/110	1180/100	1680/120
(3b)	892/50	1420/110	1236/120	-

Um in Reaktion (1) die Verteilung der $p\pi^{-}$-Masse beschreiben zu können, wurde die Untergrundverteilung im Bereich von $K^{*0}(892)$ und von $K^{*0}(1420)$ jeweils als $|M(\text{Untergrund})|^{2} = |M(\text{Phasenraum})|^{2} \cdot F_{K^{*}}(\cos\theta)$ gewählt. Außerhalb des Massenbereichs dieser beiden Resonanzen wurde eine isotrope Untergrundverteilung im Dalitzdiagramm angenommen. Mit dieser Parametrisierung gelingt es, den Verlauf der $p\pi^{-}$-Massenverteilung gut wiederzugeben. Diese spezielle Parametrisierung der Untergrundverteilung hat keinen Einfluß auf die Anteile der $K^{+}\pi^{-}$-Resonanzen, da sie praktisch durch die $K^{+}\pi^{-}$-Massenverteilung schon festgelegt sind. Die Werte für die Anteile der $p\pi^{-}$-Resonanzen dagegen hängen stärker von dieser Parametrisierung ab. Sie sind nicht groß und außerdem eng mit den Parameterwerten der Helizitätswinkelverteilungen $F(\cos\theta)$ der beiden Resonanzen $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ gekoppelt.

Zur Analyse der Bevölkerung des Dalitzdiagramms von Reaktion (3a) und (3b) wurde ein isotroper Phasenraum im Dalitzdiagramm gewählt. Für die Reaktion (2) wurde diese Untersuchung nicht durchgeführt, da die starke Verbreiterung des $K^{*0}(892)$-Signals auf Grund der schon erwähnten Schwierigkeiten mit ungesehenen Zuschauerprotonen und die geringe Statistik keine sinnvolle Analyse erlauben (vgl. Abschnitt IV.3).

Die Ergebnisse dieser Analyse für die Reaktionen (1a),(3a) und (3b) sind in Tabelle 2b zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von $K^{*}(892)$ und $K^{*}(1420)$ aus Tabelle 2b für die Reaktionen (1a),(3a) und (3b), dann lassen sich bei Zugrundelegung eines Ein-Meson-Austausch- oder Regge-Modells einige Aussagen über die unter-

Tabelle 2b

Wirkungsquerschnitte für Resonanzproduktion

Reaktion	Parametrisierung der Helizitätswinkelverteilung	Anteil (%)	Wirkungsquerschnitt (mb) beobachtet	Wirkungsquerschnitt (mb) auf alle Zerfälle korrigiert
$K^+n \to K^{*0}(892)p$, $K^{*0} \to K^+\pi^-$	$1 + \sum_{i=1}^{2} a_i \cos^i\theta$	28 ± 1	0.25 ± 0.02	0.42 ± 0.03
$\to K^{*0}(1420)p$, $K^{*0} \to K^+\pi^-$	$1 + \sum_{i=1}^{4} b_i \cos^i\theta$	18 ± 1	0.18 ± 0.02	0.47 ± 0.05 §
$\to K^+\Delta^0(1236)$, $\Delta^0 \to p\pi^-$	1	2 ± 2	0.02 ± 0.02	0.06 ± 0.06
$\to K^+N^0(1688)$, $N^0 \to p\pi^-$	1	2 ± 1	0.02 ± 0.01	0.05 ± 0.02
$K^+n \to K^{*+}(892)n$, $K^{*+} \to K^0\pi^+$	$1 + \sum_{i=1}^{2} c_i \cos^i\theta$	48 ± 3	0.23 ± 0.03	0.37 ± 0.05
$\to K^{*+}(1420)n$, $K^{*+} \to K^0\pi^+$	1	10 ± 3	0.05 ± 0.02	0.13 ± 0.06 §
$\to K^0\Delta^+(1236)$, $\Delta^+ \to n\pi^+$	1	5 ± 2	0.026 ± 0.011	0.08 ± 0.03
$\to K^0N^+(1688)$, $N^+ \to n\pi^+$	1	0 ± 1	-	-
$K^+p \to K^{*+}(892)p$, $K^{*+} \to K^0\pi^+$	$1 + \sum_{i=1}^{2} d_i \cos^i\theta$	39 ± 3	0.28 ± 0.04	0.42 ± 0.06
$\to K^{*+}(1420)p$, $K^{*+} \to K^0\pi^+$	1	6 ± 4	0.04 ± 0.03	0.11 ± 0.08 §
$\to K^0\Delta^{++}(1236)$, $\Delta^{++} \to p\pi^+$	$1 + e\cos^2\theta$	44 ± 3	0.31 ± 0.04	0.31 ± 0.04

§ Hierbei wurde für das Verzweigungsverhältnis $\frac{K^*(1420) \to K\pi}{K^*(1420) \to \text{alle Zerfälle}}$

schiedlichen Beiträge der verschiedenen Arten ausgetauschter Mesonen (Reggetrajektorien) zur Produktion von $K^{*}(892)$ und $K^{*}(1420)$ machen. Während in den Ladungsaustauschreaktionen (1a) nur I=1 Austausch beitragen kann, können die Nichtladungsaustauschreaktionen (3a) und (3b) zusätzlich auch über I=0 Austausch verlaufen.

Würden die Nichtladungsaustauschreaktionen von I=1 Austausch (π,ϱ, A_2) beherrscht, dann sollten deren Wirkungsquerschnitte wegen Isospininvarianz um einen Faktor vier kleiner sein als die der Ladungsaustauschreaktion (vgl. Abschnitt VI.2). Da die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von $K^{*}(892)$ in den Ladungs- und Nichtladungsaustauschreaktionen ungefähr gleich sind, kann man auf die Wichtigkeit von I=0 Austausch (ω,f,f') in den Nichtladungsaustauschreaktionen schließen.

Für die Erzeugung des $K^{*}(1420)$ erhält man für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte aus der Reaktion (1a) zu denen aus den Reaktionen (3a) und (3b) einen Faktor vier. Dies ist, zusammen mit den Zerfallswinkelverteilungen des $K^{*}(1420)$ (vgl. die Reaktion $K^{+}p \rightarrow K^{*+}(1420)p$ bei 5 GeV/c[11]), ein Hinweis darauf, daß vor allem I=1 (π) Austausch bei der Produktion von $K^{*}(1420)$ in den Nichtladungsaustauschreaktionen beiträgt. Ähnliche Verhältnisse wurden auch in den entsprechenden K^{-}-Reaktionen bei 10 GeV/c beobachtet[12].

IV.2 Die Reaktion $K^{+}d \rightarrow K^{+}\pi^{-}pp$

2.1 Die experimentellen Daten

Für 6585 Ereignisse wurde eine gute Anpassung an die 4C-Hypothese[§] $K^{+}d \rightarrow K^{+}\pi^{-}pp$ (Reaktion (1)) erhalten. 14.5% dieser Ereignisse ergaben auch eine Anpassung an die 1C-Hypothese $K^{+}d \rightarrow K^{+}\pi^{-}pp\pi^{0}$. Diese Mehrdeutigkeiten wurden alle zugunsten der Reaktion (1) ent-

[§] Unter 4C-Hypothese wird eine Hypothese verstanden, für die vier Zwangsbedingungen bestehen, die sich aus Energie- und Impulssatz ergeben. Dabei ist zu berücksichtigen, daß für Ereignisse des Typs $K^{+}d \rightarrow K^{+}\pi^{-}pp$ mit einem ungesehenen Zuschauerproton nur durch die in Abschnitt III beschriebene Behandlung des Zuschauerimpulses eine 4C-Anpassung möglich wird. Tritt in der Reaktionshypothese ein neutrales Teilchen auf, so werden drei der vier Zwangsbedingungen zur Impulsbestimmung dieses Teilchens benützt, und man spricht dann von einer 1C-Anpassung.

schieden, da die χ^2-Wahrscheinlichkeiten der π^0-Hypothesen klein waren und außerdem weder in der $K^+\pi^0$- noch in der $p\pi^0$-Massenverteilung eine Resonanzstruktur in der Nähe des $K^{*+}(892)$ bzw. des $\Delta^+(1236)$ - wie bei den eindeutigen Ereignissen dieser Reaktion - zu sehen war. Zusätzlich war die Verteilung des Zuschauerimpulses für mehrdeutige und eindeutige Ereignisse dieselbe, wenn die mehrdeutigen als zu Reaktion (1) gehörig interpretiert wurden. Bei 2.7% der Ereignisse von Reaktion (1) war die Zuordnung von K^+ bzw. p zu den beiden schnellen positiven auslaufenden Spuren nicht eindeutig. Wir wählten in diesem Fall jeweils die Zuordnung aus, die die höhere χ^2-Wahrscheinlichkeit ergab. Diese Wahl lieferte auch ein engeres $K^{*0}(892)$-Signal.

Eine getrennte Untersuchung der dreiarmigen Ereignisse (d.h. Impuls des ungesehenen Zuschauers kleiner als ~80 MeV/c) ergab keinen Hinweis auf Unterschiede zu den vierarmigen Ereignissen. Bei Beschränkung des Impulses des langsameren Protons auf Werte kleiner als 250 MeV/c (Reaktion (1a)) erhalten wir 5961 Ereignisse.

In Abb.3 zeigen wir das Dalitzdiagramm für Reaktion (1), wobei für die $p\pi^-$-Masse immer das Proton mit dem größeren Impuls im Laborsystem genommen wurde. Der Impuls des langsameren Protons wurde dabei nicht beschränkt. Neben der starken Produktion von $K^{*0}(892)$, die schon im gleichen Experiment bei 3 GeV/c[8] beobachtet wurde, ist ein deutliches Signal im Bereich des $K^{*0}(1420)$ zu sehen. Außerdem tritt ein breites Band bei niedrigen $p\pi^-$-Massen ($M^2(p\pi^-)<3$ GeV^2) auf, das sich über den gesamten $K^+\pi^-$-Massenbereich erstreckt, jedoch für $K^+\pi^-$-Massen oberhalb des $K^{*0}(1420)$ besonders deutlich wird. Diese Anhäufung von Ereignissen könnte durch diffraktive Dissoziation des Targetneutrons in $p\pi^-$ entstanden sein. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß eine solche Anhäufung von Ereignissen bei niedrigen $N\pi$-Massen in den Reaktionen (2),(3a) und (3b) nicht beobachtet wird (Abb.20,22,24). In diesen Reaktionen kann diffraktive $N\pi$-Erzeugung nicht stattfinden, da es sich um Ladungsaustauschreaktionen bezüglich des einlaufenden und auslaufenden K-Mesons handelt.

Die $K^+\pi^-$- und $p\pi^-$-Massenverteilungen für die Reaktion (1a) werden in Abb.4 gezeigt. Wie schon im Dalitzdiagramm ist wiederum die Erzeugung von $K^{*0}(892)$ und - deutlicher als in Abb.3 - die Produktion von $K^{*0}(1420)$ zu sehen. Die $p\pi^-$-Massenverteilung zeigt außer der schon erwähnten Anhäufung von Ereignissen bei niedrigen $p\pi^-$-Massen noch eine Struktur im Bereich des $N^0(1688)$ und des $\Delta^0(1...)$.

Auf-Grund von Isospininvarianz erwartet man einen Anteil von 3.4% für die Erzeugung von $\Delta^0(1236)$ in der Reaktion (1a) entsprechend 1/9 des Wirkungsquerschnitts der $\Delta^{++}(1236)$-Produktion in der Reaktion (3b). Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem bei der Analyse des Dalitzdiagramms erhaltenen Ergebnis (vgl. Tabelle 2b). Der Anstieg am oberen Ende des $p\pi^-$-Massenspektrums bei ~2.4 GeV kann als Reflexion des Zerfalls der beiden $K^+\pi^-$-Resonanzen gedeutet werden. Die in Abb.4 eingezeichneten Kurven zeigen das Ergebnis der in Abschnitt IV.1 beschriebenen Untersuchung des Dalitzdiagramms.

2.2 Produktion und Zerfall von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$

2.21 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Im folgenden benützen wir zur weiteren Untersuchung der beiden Resonanzen $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$ folgende Massenbänder:

$K^{*0}(892)$: $0.84 \leq M(K^+\pi^-) \leq 0.94$ GeV (1326 Ereignisse)

$K^{*0}(1420)$: $1.34 \leq M(K^+\pi^-) \leq 1.50$ GeV (1190 Ereignisse)

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages (t) - kurz auch Impulsübertrag genannt - vom einlaufenden K^+ auf diese beiden $K^+\pi^-$-Systeme und der reduzierte Impulsübertrag $t'=t-t_{min}$ werden in Abb.5 gezeigt ($|t_{min}|$ ist der minimale Wert von $|t|$).
Die Normierung in Abb.5 wurde so berechnet, daß alle Ereignisse im Resonanzband dem in Abschnitt IV.1 erhaltenen Wert für den Resonanzwirkungsquerschnitt entsprechen. Aus der Steilheit dieser Verteilungen für beide Resonanzen kann man schließen, daß deren Produktion im wesentlichen peripher verläuft.

Für die Produktion des $K^{*0}(892)$ erhält man in Vorwärtsrichtung einen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d|t|}$. Ein Teil dieser Abnahme in Vorwärtsrichtung kann auf kinematische Effekte zurückgeführt werden, wie aus dem Unterschied der t- und t'-Verteilung zu sehen ist (der minimale Impulsübertrag $|t_{min}|$ von von K^+ auf $K^{*0}(892)$ in Reaktion (1a) beträgt ~0.003 GeV^2). Die auch in der t'-Verteilung verbleibende Abnahme des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird wenigstens zum Teil durch das Pauli-Prinzip verursacht, das verbietet, daß sich die in dieser Reaktion erzeugten Protonen im selben Quantenzustand befinden. Das Deuteron ist ein S-oder D-Wellen pn-Zustand mit Gesamtspin 1. Die Wellen-

[illegible] dieses pn-Systems ist bezüglich Orts- und Spinanteil symmetrisch. Wird dieser Zustand bei fixiertem Impulsübertrag nur wenig verändert, indem das Neutron durch ein Proton ersetzt, so erhalten wir einen symmetrischen pp-Zustand, dessen Existenz das Pauli-Prinzip verbietet. Dieser Effekt macht sich nur in einem sehr kleinen Bereich nahe der Vorwärtsrichtung ($|t|<0.02$ GeV^2) stark bemerkbar und klingt bei $|t|\approx 0.1$ GeV^2 ganz ab. Die Vorhersage der Stärke dieses Effekts hängt von der Kenntnis der Wellenfunktion des Deuterons ab. Da der minimale Wert für $|t|$ bei der Erzeugung von $K^*(1420)$ ~0.05 GeV^2 beträgt, wirkt sich das Pauli-Prinzip auf die Produktion dieser Resonanz praktisch nicht aus. In der t'-Verteilung des $K^{*0}(1420)$ ist dementsprechend kein Abfall in Vorwärtsrichtung festzustellen.

Der Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte läßt sich im unteren t-Bereich ($|t|<0.3$ GeV^2) durch eine Exponentialfunktion Ae^{at} darstellen. In einem größeren t-Bereich wählen wir die Parametrisierung $B_1e^{b_1t} + B_2e^{b_2t}$. Die Ergebnisse für die Steigungsparameter a, b_1 und b_2 sind in Tabelle 3 zusammengestellt (dabei ist der jeweils größere Steigungsparameter mit b_1 bezeichnet). Sie wurden mit Hilfe einer Maximum-Likelihood-Anpassung bestimmt. Zum Vergleich wurden auch die Steigungsparameter für die K^*-Produktion bei anderen Primärimpulsen einschließlich der entsprechenden Ergebnisse für die K^-p-Ladungsaustauschreaktion angegeben. Sie wurden mit einer χ^2-Anpassung bestimmt. In allen vier in Tabelle 3 angegebenen Reaktionen erhalten wir keine systematische Änderung der Steigungen mit dem Impuls des einlaufenden K-Mesons. Vergleicht man die Werte des Parameters a, so ist bei der Erzeugung von $K^*(892)$ ein starker Unterschied zwischen den K^+n- und den K^-p-Ladungsaustauschreaktionen festzustellen. Die Tatsache, daß dieser Unterschied in den Werten für b_1 nicht auftritt und daß sich außerdem die Werte von a und b_1 für die K^+-Reaktionen nicht wesentlich unterscheiden, kann folgendermaßen interpretiert werden: Im differentiellen Wirkungsquerschnitt der K^+n-Reaktion beobachtet man eine Änderung der Steigung bei $|t|\approx 0.3$ GeV^2; im Falle der K^-p-Reaktionen dagegen liegt die Steigungsänderung bei kleineren Werten von $|t|$, d.h. bei der Bestimmung der Steigung a liegt die Stelle der Steigungsänderung jeweils innerhalb des benutzten t-Intervalls, und man erhält zu niedrige Werte für a. Das bedeutet, daß sich die Werte von b_1 und b_2 für die einzelnen Experimente nicht

Tabelle 3

Steigungsparameter

Reaktion	p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	|t|-Intervall [GeV^2]	a [GeV^{-2}]	|t|-Intervall [GeV^2]	b_1 [GeV^{-2}]	b_2 [GeV^{-2}]	B_2/B_1
$\pi^+ n \to K^{*0}(892)p$	3.0	(8)	0.04 - 0.32	8.1±0.7	0.04 - 0.8	11.9±3.4	2.5±1.2	0.16±0.12
	4.6	dieses	0.02 - 0.3	10.5±0.4	0.02 - 2.0	9.7±0.8	2.5±0.2	0.20±0.04
	4.6	Exp.	0.02 $<\|t'\|<$ 0.3	9.2±0.5	-	-	-	-
	9.0	(13)	0.02 - 0.4	7.8±1.4	0.02 - 0.6	10.1±4.2	2.7±1.3	0.16±0.10
	12.0	(14)	0.025- 0.3	8.8±0.7	-	-	-	-
$\bar{p}p \to \bar{K}^{*0}(892)n$	3.9	(15)	0.0 - 0.3	5.9±0.4	0.0 - 1.0	15.8±1.7	3.6±0.2	1.08±0.26
	4.6	(15)	0.0 - 0.3	5.8±0.5	0.0 - 1.0	9.3±2.9	2.9±0.8	0.42±0.33
	5.5	(16)	0.0 - 0.25	5.1±0.9	0.0 - 1.0	10.2±2.3	3.2±0.6	0.76±0.48
	10.1§	(12)	0.0 $<\|t'\|<$ 0.4	6.1±0.5	0.0 $<\|t'\|<$ 2.0	13.4±4.3	2.8±0.3	0.45±0.16
$\pi^+ n \to K^{*0}(1420)p$	4.6	dieses	0.06 - 0.3	13.6±0.5	0.06 - 2.0	10.2±0.8	2.4±0.2	0.11±0.03
	4.6	Exp.	0.0 $<\|t'\|<$ 0.3	9.6±0.5	-	-	-	-
	12.0	(14)	0.025- 0.2	10.5±1.1	0.025- 1.0	10.6±2.7	1.2±3.1	0.03±0.07
$p\bar{p} \to \bar{K}^{*0}(1420)n$	4.1,5.5	(17)	0.05 - 0.3	6.1±1.1	0.0 - 1.9	8.5±2.3	1.6±0.1	0.18±0.09
	10.1§	(12)	0.0 $<\|t'\|<$ 0.4	7.2±1.0	0.0 $<\|t'\|<$ 2.0	12.0±2.7	2.7±0.5	0.19±0.08

§ Die Ergebnisse wurden der angegebenen Veröffentlichung entnommen.

sehr stark unterscheiden, daß in den K^-p-Reaktionen der Beitrag zur Resonanzproduktion mit geringerer t-Abhängigkeit(b_2) relativ zu dem Beitrag mit stärkerer t-Abhängigkeit(b_1) größer ist als für die entsprechenden K^+n-Ladungsaustauschreaktionen. Eine Bestätigung liefert die Betrachtung von B_2/B_1 (Tabelle 3): Für die K^+n-Reaktion erhält man wesentlich kleinere Werte als für die $\overline{K}^{*0}(892)$-Erzeugung in den K^-p-Reaktionen.

Für die t'-Verteilung wurde die Steigung a zusätzlich noch als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse bestimmt (Abb.6). Man sieht einen leichten Anstieg bis zu einer $K^+\pi^-$-Masse von ungefähr 1.3 GeV. Zu beachten ist, daß das gewählte Intervall $0.02 \leq |t'| \leq 0.3$ GeV^2 für verschiedene Massenwerte verschiedenen t-Intervallen entspricht. Deshalb wurde die Untersuchung nur bis $M(K^+\pi^-)=1.8$ GeV durchgeführt, da oberhalb von 1.8 GeV der Wert von $|t_{min}|$ rasch anwächst und sich so eine starke Verschiebung der entsprechenden t-Intervalle für die einzelnen Massenbereiche ergibt. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß sich die Steigung im Bereich des $K^{*0}(892)$ in den allgemeinen Verlauf einordnet im Gegensatz zu einem Ergebnis für die Reaktion $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$ bei 10 GeV/c[12]. Hier wurde für den $\overline{K}^{*0}(892)$-Bereich ein wesentlich geringerer Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts beobachtet als für die angrenzenden Massenbereiche.

2.22 Zerfallswinkelverteilungen

Die Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für die $K^{*0}(892)$- und $K^{*0}(1420)$-Massenbereiche werden in Abb.7 gezeigt. Die starke $\cos^2\theta$- bzw. $\cos^4\theta$-Komponente in der polaren Zerfallswinkelverteilung des $K^{*0}(892)$ bzw. des $K^{*0}(1420)$ läßt darauf schließen, daß bei der Produktion beider Resonanzen der Austausch unnatürlicher Parität ($P=-(-1)^J$) vorherrscht[§]. Zusammen mit der Steilheit der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist das ein deutlicher Hin-

[§] Ein starker $\cos^2\theta$ bzw. $\cos^4\theta$-Beitrag zur Verteilung des polaren Zerfallswinkels bedeutet Vorherrschen der Spinkomponente 0 des $K\pi$-Systems in Richtung des einlaufenden K-Mesons im $K\pi$-Ruhesystem. Das entspricht der Helizität 0 des $K\pi$-Systems im Schwerpunktssystem der t-Kanalreaktion $K^+(\overline{K^+\pi^-}) \rightarrow \overline{n}p$. Geht man aber von der Helizität 0 des $K\pi$-Systems aus, erhält man für den Anfangszustand $K^+(\overline{K^+\pi^-})$ und damit für den Austausch in der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ unnatürliche Parität.

weis auf die Wichtigkeit von π-Austausch bei diesem Prozeß.

Außerdem beobachten wir eine Asymmetrie in beiden polaren Zerfallswinkelverteilungen. In Abb.8 zeigen wir diese Asymmetrie des $K^+\pi^-$-Zerfalls im Jackson-System als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse. Der Verlauf der Asymmetrie mit der $K^+\pi^-$-Masse ist dem Verlauf sehr ähnlich, der in anderen Experimenten gefunden wurde, z.B. für $K^+n \to K^+\pi^-p$ bei 3 GeV/c[8], 12 GeV/c[14]; $K^+p \to K^+\pi^-\Delta^{++}(1236)$ bei 3 GeV/c[18], 5 GeV/c[19], 9 GeV/c[20]. Auch in der Reaktion $K^-p \to K^-\pi^+n$ bei 3 GeV/c beobachtet man für die Asymmetrie des $K^-\pi^+$-Systems eine ähnliche Abhängigkeit von der $K^-\pi^+$-Masse[21]. Für alle diese Reaktionen ergab sich, daß das $K\pi$-System hauptsächlich durch den Austausch unnatürlicher Parität (π) erzeugt wird. Es ist deshalb sehr wahrscheinlich, daß die erwähnte Asymmetrie in der Zerfallswinkelverteilung eher eine echte Eigenschaft des $K\pi$-Systems ist als eine Reflexion möglicher N^*-Produktion oder diffraktiver Erzeugung des $N\pi$-Systems. Speziell die Reaktion $K^+n \to K^+\pi^-p$ bei 12 GeV/c[14] zeigt im Dalitzdiagramm eine deutliche Trennung der diffraktiven $p\pi^-$-Erzeugung vom $K^{*0}(892)$-Band. Außerdem tritt keine starke N^*-Produktion auf. Trotzdem wird in dieser Reaktion die starke Asymmetrie der polaren Zerfallswinkelverteilung beobachtet.

Bei der Bestimmung der Dichtematrixelemente des $K^+\pi^-$-Systems im $K^{*0}(892)$-Massenbereich wurden zur Beschreibung der Zerfallswinkelverteilungen S- und P-Welle des $K^+\pi^-$-Systems berücksichtigt[§]. Die Ergebnisse für die Dichtematrixelemente im Jackson(J)- und im Helizitätssystem(H) wurden mit Hilfe einer Maximum Likelihood-Anpassung der im Anhang A1.a angegebenen Winkelverteilung an die experimentellen Verteilungen gewonnen. Sie sind in den Tabellen 4a und 4b als Funktion des Impulsübertrags $|t'_{K^+,K^+\pi^-}|$ zusammengefaßt. Die großen Werte von $(\rho_{00}-\rho_{11})$ im Bereich $|t'|<0.15$ GeV^2 zeigen wiederum, daß π-Austausch bei der Erzeugung des $K^{*0}(892)$ vorherrscht. $\rho_{1,-1}$ ist über den ganzen t'-Bereich klein und meist negativ im Gegensatz zu den entsprechenden Werten für die Reaktion $K^-p \to \overline{K}^{*0}(892)n$ im selben Energiebereich[15](vgl. auch Abschnitt VI). Dieser Unterschied konnte bisher nur durch ein Reggemodell mit π-, ρ- und A_2-Austausch und mit einem (absorptiven) "strong cut"-Beitrag beschrie-

§ Nimmt man nur P-Wellenzerfall an, d.h. reines $K^{*0}(892)$, so lassen sich die Werte von ρ_{00} aus den Werten für $(\rho_{00}-\rho_{11})$ durch Nullsetzen der S-Welle und der Bedingung Spurρ=1 direkt bestimmen: $\rho_{00} = \frac{1}{2}(1+2(\rho_{00}-\rho_{11}))$.

$K^+d \longrightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \longrightarrow K^+\pi^-)$

(S+P)-Welle Jackson-System

$\lvert t'_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	$\rho_{00} - \rho_{11}$	$\rho_{1,-1}$	$Re\,\rho_{10}$	$Re\,\rho_{1s}$	$Re\,\rho_{0s}$	Ereignisse
0.0 - 0.04	0.55 ± 0.06	0.00 ± 0.03	-0.20 ± 0.02	-0.05 ± 0.01	0.15 ± 0.02	334
0.04 - 0.08	0.45 ± 0.07	-0.05 ± 0.04	-0.21 ± 0.03	-0.07 ± 0.02	0.14 ± 0.04	205
0.08 - 0.15	0.50 ± 0.06	-0.10 ± 0.03	-0.24 ± 0.03	-0.07 ± 0.02	0.17 ± 0.05	234
0.15 - 0.30	0.28 ± 0.07	-0.04 ± 0.03	-0.24 ± 0.02	-0.08 ± 0.02	0.10 ± 0.04	210
0.30 - 0.60	0.08 ± 0.09	-0.02 ± 0.05	-0.14 ± 0.03	0.00 ± 0.03	0.06 ± 0.04	136
0.60 - 1.0	-0.11 ± 0.12	0.02 ± 0.07	-0.13 ± 0.04	-0.08 ± 0.04	0.11 ± 0.04	77
0.0 - 1.0	0.37 ± 0.03	-0.04 ± 0.02	-0.20 ± 0.01	-0.06 ± 0.01	0.14 ± 0.01	1221

Tabelle 4b

$K^+d \longrightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \longrightarrow K^+\pi^-)$

(S+P)-Welle Helizitätssystem

$\lvert t'_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	$\rho_{00} - \rho_{11}$	$\rho_{1,-1}$	$Re\,\rho_{10}$	$Re\,\rho_{1s}$	$Re\,\rho_{0s}$	Ereignisse
0.0 - 0.04	0.72 ± 0.06	0.06 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.01 ± 0.01	0.17 ± 0.03	334
0.04 - 0.08	0.62 ± 0.07	-0.01 ± 0.03	0.13 ± 0.03	0.01 ± 0.02	0.17 ± 0.04	205
0.08 - 0.15	0.53 ± 0.06	-0.08 ± 0.03	0.21 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.17 ± 0.04	239
0.15 - 0.30	0.29 ± 0.08	-0.03 ± 0.04	0.22 ± 0.02	0.04 ± 0.02	0.13 ± 0.05	210
0.30 - 0.60	0.00 ± 0.09	-0.05 ± 0.07	0.13 ± 0.03	0.04 ± 0.01	0.06 ± 0.04	136
0.60 - 1.0	-0.13 ± 0.10	0.01 ± 0.08	0.12 ± 0.04	0.12 ± 0.04	0.07 ± 0.05	77
0.0 - 1.0	0.45 ± 0.03	-0.01 ± 0.02	0.14 ± 0.02	0.04 ± 0.01	0.13 ± 0.02	1221

Tabelle 5a

$K^+d \rightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-)$

P-Welle Jackson-System

$\cos\theta^H < 0$

$\lvert t'_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	ϱ_{00}	$\varrho_{1,-1}$	Re ϱ_{10}	Ereignisse
0.0 - 0.04	0.62 ± 0.07	0.04 ± 0.04	-0.18 ± 0.03	119
0.04 - 0.08	0.71 ± 0.08	0.02 ± 0.07	-0.18 ± 0.04	72
0.08 - 0.15	0.71 ± 0.07	-0.05 ± 0.05	-0.19 ± 0.04	87
0.15 - 0.30	0.57 ± 0.09	0.05 ± 0.05	-0.21 ± 0.03	85
0.30 - 0.60	0.47 ± 0.07	-0.01 ± 0.07	-0.12 ± 0.05	82
0.60 - 1.0	0.21 ± 0.12	0.18 ± 0.10	0.01 ± 0.07	33
0.0 - 1.0	0.57 ± 0.04	0.02 ± 0.03	-0.17 ± 0.02	478

Tabelle 5b

$K^+d \rightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-)$

P-Welle Helizitätssystem

$\cos\theta^H < 0$

$\lvert t'_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	ϱ_{00}	$\varrho_{1,-1}$	Re ϱ_{10}	Ereignisse
0.0 - 0.04	0.72 ± 0.07	0.09 ± 0.04	-0.01 ± 0.04	119
0.04 - 0.08	0.70 ± 0.08	-0.01 ± 0.05	0.19 ± 0.05	72
0.08 - 0.15	0.60 ± 0.07	-0.09 ± 0.06	0.22 ± 0.05	87
0.15 - 0.30	0.44 ± 0.08	0.01 ± 0.07	0.23 ± 0.03	85
0.30 - 0.60	0.29 ± 0.08	-0.11 ± 0.07	0.12 ± 0.05	82
0.60 - 1.0	0.20 ± 0.11	0.17 ± 0.11	-0.01 ± 0.07	33
0.0 - 1.0	0.54 ± 0.04	0.01 ± 0.05	0.13 ± 0.02	478

ben werden[16]. Die oben erwähnte Asymmetrie der polaren Zerfallswinkelverteilung im $K^{*0}(892)$-Bereich spiegelt sich in den großen Werten von $Re\rho_{30s}$ wieder, während die Anisotropie in der azimutalen Winkelverteilung hauptsächlich durch $Re\rho_{1s}$ beschrieben wird.

Unter der Annahme eines reinen P-Wellenzerfalls (d.h.reines $K^{*0}(892)$) kann man bestimmte Bereiche des Dalitzdiagramms - z.B. Überlappungsgebiete zweier Resonanzen - eliminieren, ohne in Bezug auf die Zerfallswinkelverteilungen Information zu verlieren[22]. Um mögliche Einflüsse der niedrigen $p\pi^-$-Massen ($\lesssim 1.7$ GeV) auf die Zerfallswinkelverteilungen auszuschließen, wurde die Dichtematrix des $K^{*0}(892)$ getrennt mit Hilfe derjenigen Ereignisse bestimmt, für die $\cos\theta^H$ kleiner als Null ist, d.h. grob gesprochen für die obere Hälfte des Dalitzdiagramms in Abb.3 (θ^H ist der Winkel zwischen der K^*-Richtung im Schwerpunktssystem der Reaktion und der Richtung des auslaufenden K^+ im $K^+\pi^-$-Ruhesystem; $\cos\theta^H$ ist eine lineare Funktion des Quadrats der $p\pi^-$-Masse). Die unter diesen Voraussetzungen gewonnenen Ergebnisse für die Dichtematrix des $K^+\pi^-$-Systems im $K^{*0}(892)$-Massenbereich werden - wieder als Funktion von t' - in den Tabellen 5a für das Jackson- und 5b für das Helizitätssystem wiedergegeben. Lediglich die Werte für $\rho_{1,-1}$ ändern sich im Vergleich zu den Werten in Tabelle 4 stärker, aber auch sie sind innerhalb der Fehler noch mit den Ergebnissen für S- und P-Wellenzerfall des $K^+\pi^-$-Systems vergleichbar.

Im Grenzfall hoher Energien wird der Beitrag vom Austausch unnatürlicher Paritäten zur Produktion des $K^{*0}(892)$ mit den Spinkomponenten 0 und 1 bezüglich der Richtung des einlaufenden K^+ im $K^+\pi^-$-Ruhesystem durch $\rho_{00}^J \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ bzw. $\sigma^{-J} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ ($\sigma^- = \rho_{11} - \rho_{1,-1}$) angegeben. Entsprechend gilt für den Anteil natürlicher Paritäten bei der Resonanzerzeugung der Ausdruck $\sigma^{+J} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ ($\sigma^+ = \rho_{11} + \rho_{1,-1}$). Die Formeln für die Aufspaltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Beiträge vom Austausch natürlicher und unnatürlicher Parität ergeben sich aus Symmetriebeziehungen der t-Kanal Helizitätsamplituden, die in einem einfachen Zusammenhang mit den Dichtematrixelementen im Jackson-System stehen[23,24]. Bei der Bestimmung dieser einzelnen Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt muß man berücksichtigen, daß ρ_{00} und ρ_{11} nur bei Vernachlässigung der S-Welle des $K^+\pi^-$-Systems getrennt werden können. Dabei erhält man vor allem für die kleinen Werte von ρ_{11} und damit für σ^+ und σ^- eine große Unsicherheit.

In den Abb.9a-c sind die Verteilungen von $(\rho_{00}, \sigma^-, \sigma^+) \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ so-

Tabelle 6

Steigungsparameter

	System	$\lvert t'\rvert$ -Intervall $[GeV^2]$	a $[GeV^{-2}]$
$\frac{d\sigma}{d\lvert t'\rvert} \cdot \rho_{00}$	J	0.02 - 0.32	9.5 ± 0.8
$. \sigma^-$	J	0.02 - 0.32	6.9 ± 0.1
		0.02 - 0.24	8.2 ± 1.6
$. \sigma^+$	J	0.0 - 0.24	10.8 ± 2.9
		0.0 - 0.16	14.8 ± 3.4
$\frac{d\sigma}{d\lvert t'\rvert} \cdot \rho_{00}$	H	0.02 - 0.32	10.9 ± 0.7
$. \sigma^-$	H	0.06 - 0.40	3.8 ± 1.0
		0.06 - 0.32	6.1 ± 0.9
$. \sigma^+$	H	0.0 - 0.24	10.4 ± 2.6
		0.0 - 0.16	14.7 ± 3.4

wohl im Jackson- als auch im Helizitätssystem wiedergegeben. Die Verteilungen in Abb.9a und 9c zeigen keinen signifikanten Abfall in Vorwärtsrichtung und somit einen ähnlichen Verlauf wie der gesamte differentielle Wirkungsquerschnitt (Abb.3). Für $\sigma^- \cdot \frac{d\sigma}{d\lvert t'\rvert}$ dagegen ist ein deutlicher Abfall in Vorwärtsrichtung festzustellen. In einem einfachen Reggemodell erhält man für $t \to 0$ einen um einen Faktor $\sqrt{t'}$ stärkeren Abfall für $\sigma^- \cdot \frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert}$ im Vergleich zu $\sigma^+ \cdot \frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert}$ (vgl. Ref. 23, Gleichungen 44 und 45). Ein Vergleich von Abb.9b und 9c liefert eine qualitative Bestätigung dieser Voraussage. Das in Abb.9b zu beobachtende Minimum bei $\lvert t'\rvert \sim 0.15$ GeV^2 hat nur eine Signifikanz von etwa einer Standardabweichung.

Wir führten, wie schon beim differentiellen Wirkungsquerschnitt, eine Anpassung von $Ae^{at'}$ an die sechs Verteilungen in Abb.9a-c durch. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengestellt. $\rho_{00}^H \cdot \frac{d\sigma}{d\lvert t'\rvert}$ fällt im Bereich $0.02 \leq \lvert t'\rvert \leq 0.32$ GeV^2 etwas stärker ab als die entsprechende Verteilung im Jackson-System. Vergleicht man diese Werte mit denen für die Reaktion $K^-p \to \overline{K}^{*0}(892)n$ z.B. bei 5.5 GeV/c[16], so kann man dort einen wesentlich schwächeren Abfall von $\rho_{00}^J \cdot \frac{d\sigma}{d\lvert t'\rvert}$ (7.4±0.8 GeV^{-2}) feststellen, wogegen sich für das Helizitätssystem ähnliche Werte wie in der Reaktion $\pi^+ \to K^+\pi^-p$

...lieben (12.1±1.3 GeV^{-2}). Für den Steilheitsparameter a von $e^{at'}\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)$ erhält man ungefähr gleiche Werte in beiden Systemen. Ebenso ist die Abnahme von $e^{bt'}\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)$ mit wachsendem |t'| für beide Systeme gleich, wenn auch wesentlich stärker als bei den anderen Verteilungen, vor allem im Impulsübertragsbereich unterhalb 0.10 GeV^2.

Für den Massenbereich des $K^{*0}(1420)$ versuchten wir, die Zerfallswinkelverteilungen durch einen reinen D-Wellenzerfall (siehe Anhang A1.b) zu beschreiben. Trotz der Asymmetrie der polaren Winkelverteilung (die ja auf die Existenz eines P-Wellenbeitrages hindeutet) sollte das eine gute Näherung sein, wenn der Beitrag von S- und P-Welle in diesem Massenbereich nicht zu groß ist. Das Ergebnis einer Maximum-Likelihood-Anpassung der Dichtematrixelemente ist aus Tabelle 7 zu entnehmen. Dabei wurde außer dem oben definierten Massenintervall für das $K^{*0}(1420)$ auch ein schmäleres zum Vergleich genommen; die Ergebnisse ändern sich nur unwesentlich. Ermittelt man mit Hilfe von Spurρ=1 den Wert von ρ_{22}, so erhält man negative Werte und zwar auch für in Tabelle 7 nicht angegebene kleinere t'-Intervalle. Diese Tatsache ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß in diesem Massenbereich Partialwellen mit l≠2 nicht vernachlässigt werden dürfen. Ähnliche Ergebnisse erhält man auch für die Reaktion $K^-p \to \overline{K}^{*0}(1420)n$ bei 10 GeV/c[12] und für das nicht-seltsame Meson f^0 in den Reaktionen $\pi^-p \to f^0n$ und $\pi^+p \to f^0\Delta^{++}(1236)$[25].

Tabelle 7

$K^+d \to K^{*0}(1420)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \to K^+\pi^-)$

D-Welle Jackson-System

$|t'_{K,K^*}| < 0.6$ GeV^2

$K^+\pi^-$-Massenbereich [GeV]	ρ_{00}	ρ_{11}	$Re\,\rho_{21}$	$Re\,\rho_{10}$
1.34 - 1.50	0.76 ± 0.03	0.24 ± 0.01	-0.07 ± 0.01	-0.12 ± 0.02
1.40 - 1.46	0.88 ± 0.04	0.23 ± 0.02	-0.07 ± 0.01	-0.14 ± 0.02

$\rho_{1,-1}$	ρ_{20}	$Re\,\rho_{2,-1}$	$\rho_{2,-2}$	Ereignisse
-0.01 ± 0.02	0.00 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	1049
-0.01 ± 0.02	0.01 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.02	467

Die in Abb.7b gestrichelt eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis einer Anpassung von $\sum_{n=0}^{4} a_n P_n(\cos\theta)$ an die polare Zerfallswinkelverteilung des $K^+\pi^-$-Systems im $K^{*0}(1420)$-Massenbereich. Für die Koeffizienten erhalten wir:

$$a_1/a_0 = 0.41 \pm 0.07 \qquad a_3/a_0 = 0.08 \pm 0.09$$

$$a_2/a_0 = 1.75 \pm 0.11 \qquad a_4/a_0 = 0.99 \pm 0.10$$

mit χ^2=8.5 bei 15 Freiheitsgraden.

Um die Eigenschaften des Zerfalls des $K^+\pi^-$-Systems als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse darzustellen, zeigen wir in Abb.10 die Momente $\langle Y_0^l(\cos\theta)\rangle$ und $\langle \mathrm{Re}Y_1^l(\cos\theta,\phi)\rangle$ für $l \leq 6$ sowohl im Jackson- als auch im Helizitätssystem (vgl.auch Anhang A2). Zu bemerken ist, daß die Momente $\langle Y_0^l\rangle$ für $l \geq 2$ im Helizitätssystem fast überall mit Null verträglich sind. Das Moment $\langle Y_0^1\rangle$ gibt im wesentlichen die Asymmetrie des Zerfalls des $K^+\pi^-$-Systems wieder[§]. Die Momente mit l=2 und l=4 zeigen deutliche Strukturen im Bereich des $K^{*0}(892)$ und des $K^{*0}(1420)$, lediglich $\langle Y_0^4\rangle$ ist im Helizitätssystem für den Bereich des $K^{*0}(1420)$ nur schwach von Null verschieden[§§]. Oberhalb einer $K^+\pi^-$-Masse von ungefähr 1.6 GeV kann man aus den Momenten $\langle Y_0^5\rangle$ und $\langle Y_0^6\rangle$ im Jackson-System einen Beitrag der F-Welle ablesen. Alle höheren Momente sind mit Null verträglich und nicht in Abb.10 eingezeichnet.

In Abb.11 sind die unnormierten Momente $N\langle Y_0^l\rangle$, $l \leq 6$, für das Jackson-System als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse gezeigt (N = Zahl der Ereignisse pro Massenintervall). Auch in diesen Verteilungen sind deutlich die beiden Resonanzen $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ zu erkennen[§§]. Außerdem tritt noch eine Struktur bei einer $K^+\pi^-$-Masse von ~1.8 GeV auf, die in Abschnitt IV.2.33 genauer untersucht wird.

Im Jackson-System zeigt bei festem l das Moment für m=0 einen ähnlichen Verlauf mit der $K^+\pi^-$-Masse wie für m=1. Daher sollten die Verhältnisse $f^l(M) = \langle Y_0^l\rangle / \langle \mathrm{Re}Y_1^l\rangle$ eine einfache Funktion der $K^+\pi^-$-Masse M sein. Die einfachsten Parametrisierungen für $f^l(M)$, die eine gute Anpassung an die experimentellen Daten ergaben,

---

[§] Der Zusammenhang zwischen dem Assymetrieparameter $\frac{F-B}{F+B}$ und den Momenten $\langle Y_0^l\rangle$ lautet:

$$\frac{F-B}{F+B} = \sum_{l=1,3,5,\ldots} \langle Y_0^l\rangle 4\pi \int_0^1 Y_0^l(\cos\theta)\,d\cos\theta$$

$$= \sqrt{3\pi}\,\langle Y_0^1\rangle - \frac{\sqrt{7\pi}}{4}\langle Y_0^3\rangle + \frac{\sqrt{11\pi}}{8}\langle Y_0^5\rangle \ldots .$$

[§§] Das Maximum in $\langle Y_0^2\rangle$ im Bereich des $K^{*0}(1420)$ wird in Abschnitt

waren:

$f^1(M) = aM$; $a = -2.3 \pm 1.4$, $\chi^2 = 36.9$, 39 Freiheitsgrade

$f^2(M) = b(1+\frac{c}{M})$; $b = -6.0 \pm 0.5$ $\chi^2 = 55.7$, 38 Freiheitsgrade
$c = -0.74 \pm 0.07$

2.3 Untersuchung des $K^+\pi^-$-Massenbereichs oberhalb 1.2 GeV

In der letzten Zeit wurden Hinweise für die Existenz einiger neuer Kπ-Resonanzen mit Massen oberhalb 1.2 GeV veröffentlicht. Es handelt sich hierbei um eine Resonanz bei ~1250 MeV[26], um eine zweite Resonanz unterhalb des $K^*(1420)$ mit einer Masse von 1370 MeV[27] und um eine l=3 Resonanz bei ~1.8 GeV[28,29].

2.31 Existenz des K(1250)

In der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ bei 12 GeV/c wurde in der $K^+\pi^-$-Massenverteilung ein schmales Signal mit einer Signifikanz von fünf Standardabweichungen über dem Untergrund mit einer Masse von 1.25 GeV beobachtet[26]. In der entsprechenden Verteilung dieses Experiments (Abb.4) ist jedoch kein Anzeichen dieser Resonanz zu sehen. Auch durch Beschränkung auf kleine Impulsüberträge oder große $p\pi^-$-Massen gelang es nicht, die Existenz des K(1250) zu verifizieren.

2.32 Aufspaltung des $K^*(1420)$

In einem K^+d-Experiment bei 12 GeV/c[27] wurde in der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ die Existenz einer neuen $K^+\pi^-$-Resonanz bei 1.37 GeV, wahrscheinlich in der S-Welle, postuliert. Dabei wurde eine Trennung des $K^+\pi^-$-Massenspektrums in der Nähe von 1.4 GeV in das bekannte $K^*(1420)$ mit $Spin^{Parität} = 2^+$ und in eine neue Resonanz bei etwa 1.37 GeV durchgeführt, um die Änderung der polaren Zerfallswinkelverteilung des $K^+\pi^-$-Systems mit der $K^+\pi^-$-Masse in diesem Massenbereich zu erklären. Im Massenbereich(I) $1.3 \leq M(K^+\pi^-) \leq 1.4$ GeV war der D-Wellenbeitrag zur Beschreibung der polaren Zerfallswinkelverteilung im Jackson-System vernachlässigbar, wogegen die D-Welle im Massenbereich(II) $1.4 \leq M(K^+\pi^-) \leq 1.5$ GeV deutlich auftrat. Außerdem wurde eine Verschiebung des Maximums der $K^+\pi^-$-Massenverteilung für $|\cos\theta| > 0.7$ und für $|\cos\theta| < 0.7$ von 1.44 nach 1.37 GeV beobachtet.

In diesem Experiment treten ähnliche Effekte auf; wir erhalten

verschiedene polare Zerfallswinkelverteilungen in den Massenbereichen I und II, und die Verschiebung des Maximums der $K^+\pi^-$-Massenverteilung ist zu sehen, wenn auch nicht so deutlich wie bei 12 GeV/c. Abb.12 zeigt die $K^+\pi^-$-Massenverteilungen mit verschiedenen Beschränkungen in $|\cos\theta|$. In Abb.13 ist die Änderung der Zerfallswinkelverteilung für verschiedene $K^+\pi^-$-Massenbereiche unterhalb und oberhalb 1.4 GeV gezeigt. Im Gegensatz zu dem Ergebnis bei 12 GeV/c wird auch unterhalb 1.4 GeV noch ein Beitrag der D-Welle benötigt, um die Zerfallswinkelverteilungen gut zu beschreiben. In Abb.13 sind die Ergebnisse einer Anpassung von Legendre-Polynomen $\sum_{n=0}^{4} a_n P_n(\cos\theta)$ an die einzelnen Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System eingezeichnet (gestrichelt zum Vergleich das Ergebnis für $\sum_{n=0}^{2} a_n P_n(\cos\theta)$). Für die Koeffizienten erhalten wir:

Bereich I :	$a_1/a_0 = 0.48 \pm 0.08$	$\chi^2 = 14.1$	
	$a_2/a_0 = 0.75 \pm 0.10$	15 Freiheitsgrade	
	$a_3/a_0 = 0.02 \pm 0.11$		
	$a_4/a_0 = 0.49 \pm 0.14$	→ (26±8)% D-Wellenbeitrag	
Bereich II :	$a_1/a_0 = 0.39 \pm 0.08$	$\chi^2 = 6.3$	
	$a_2/a_0 = 1.94 \pm 0.12$	15 Freiheitsgrade	
	$a_3/a_0 = 0.12 \pm 0.10$		
	$a_4/a_0 = 1.05 \pm 0.12$	→ (56±7)% D-Wellenbeitrag	

Zum Vergleich noch die Ergebnisse für den Bereich I bei Vernachlässigung der D-Welle:

Bereich I :	$a_1/a_0 = 0.49 \pm 0.07$	$\chi^2 = 28.4$	
	$a_2/a_0 = 0.66 \pm 0.10$	17 Freiheitsgrade	

Die Verdopplung des Wertes für χ^2 zeigt die Notwendigkeit, auch in diesem Bereich die D-Welle zu berücksichtigen.

Die Interpretation dieser Effekte, die sich auch in der raschen Änderung von $\langle Y_0^2 \rangle$ (Abb.10) bei einer $K^+\pi^-$-Masse von ~1.4 GeV zeigen, ist nicht eindeutig. Das Moment $\langle Y_0^2 \rangle$ enthält P- und D-Wellenbeiträge und S-D-Wellen-Interferenzbeiträge, die nicht ohne weiteres zu trennen sind. Als ein Beispiel seien, unter Berücksichtigung von S-, P- und D-Welle, zwei verschiedene Interpretationen angegeben, die man aus dem allgemeinen Zusammenhang der Momente

$\langle x_0^l \rangle$, l≤4 , mit den nicht-verschwindenden (vgl. Anhang A3) ableiten kann: Die polare Zerfallswinkelverteilung im Bereich I kann z.B. durch 59% S-Welle, 11% P-Welle und 30% D-Welle oder durch z.B. S-Welle, 38% P-Welle und 50% D-Welle beschrieben werden. Ohne weitere Annahmen ist es nicht möglich, eine Aussage darüber zu machen, ob in diesem Massenbereich S- oder P-Welle resonant ist.

2.33 Mögliche Resonanzerzeugung bei 1.7 - 1.8 GeV

Sowohl bei 9 GeV/c[28] als auch bei 12 GeV/c[29] wurde oberhalb des $K^*(1420)$ ein erneuter Anstieg im $K^+\pi^-$-Massenspektrum der Reaktion $K^+n \to K^+\pi^-p$ beobachtet. Die entsprechenden Maxima der Massenverteilungen lagen bei ~1.76 bzw. ~1.85 GeV. Betrachtet man die gleiche Verteilung in diesem Experiment (Abb.4), so ist nur ein sehr schwacher Anstieg in der $K^+\pi^-$-Massenverteilung im fraglichen Bereich zu erkennen. Wie in Abb.14a gezeigt ist, wird dieser Anstieg deutlich erkennbar, wenn nur Ereignisse mit $|t|>0.2$ GeV^2 betrachtet werden. Da jedoch die Minimalwerte für $|t|$ bei der Energie dieses Experiments in dem betrachteten Massenbereich sehr schnell anwachsen[§], wird durch diese Begrenzung vor allem der "Untergrund" an der niedrigeren Massenseite dieses Signals reduziert. Die Tatsache, daß der Anstieg in der Massenverteilung bei Beschränkung auf größere $|t|$ deutlicher wird, besagt also nicht, daß diese Anhäufung von Ereignissen hauptsächlich bei Impulsüberträgen wesentlich oberhalb der kinematischen Grenze erzeugt wird. In Abb.11 sind die unnormierten Momente $N\langle Y_0^l \rangle$, l≤6, für das Jackson-System als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse wiedergegeben. Man erhält auch hier für l≤4 ein deutliches Signal im fraglichen Massenbereich um ~1.8 GeV; für l=5,6 sind die unnormierten Momente ungefähr zwei Standardabweichungen von Null verschieden.

Betrachtet man die $K^+\pi^-$-Massenverteilung in Abhängigkeit vom polaren Zerfallswinkel im Jackson-System (Abb.13a), so kann man im interessierenden Massenbereich - ähnlich wie bei 12 GeV/c - eine leichte Anhäufung von Ereignissen in der Gegend $-0.7 \leq \cos\Theta^J \leq -0.3$ beobachten. Auch die Projektionen der polaren Zerfallswinkelverteilung in jeweils 100 MeV-Intervallen der $K^+\pi^-$-Masse im Bereich $1.6 \leq M(K^+\pi^-) \leq 1.9$ GeV (Abb.13b) zeigen eine ähnliche Winkelabhängig-

---

§ Für $M(K^+\pi^-)=1.7$ bzw. 1.85 GeV erhält man $|t|_{min} \approx 0.1$ bzw. 0.227 GeV^2. Der Verlauf der Grenze des Chew-Lowdiagramms ist in Abb.15 eingezeichnet.

keit wie in den beiden schon erwähnten Experimenten bei 9 GeV/c und 12 GeV/c. In Abb.15c ist noch die $\cos\theta^J$-Verteilung für den Massenbereich von 1.65 bis 1.85 GeV angegeben. Da der wahrscheinlichste Wert für Spin$^{\text{Parität}}$ dieser Anhäufung, wenn es sich um eine Resonanz handelt, 3^- ist[28,29], paßten wir für $\cos\theta^J<0$, d.h. für den nicht durch die niedrigen $p\pi^-$-Massen gestörten Teil, eine F-Wellenzerfallswinkelverteilung (siehe Anhang A1.c) an die experimentelle Verteilung an. Wir erhalten:

$$\rho_{00} = 0.54 \pm 0.28$$
$$\rho_{11} = 0.17 \pm 0.05 \qquad \chi^2 = 5.4$$
$$\rho_{22} = 0.05 \pm 0.06 \qquad 7 \text{ Freiheitsgrade}$$
$$\rho_{33} = 0.01 \pm 0.04$$

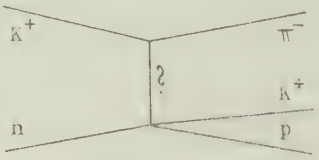
Das Ergebnis, das in Abb.15c eingezeichnet ist, beschreibt den Rückwärtsteil der polaren Zerfallswinkelverteilung recht gut.

In den Zerfallswinkelverteilungen fällt besonders die Häufung von Ereignissen bei $\cos\theta^J=1$ auf. Das bedeutet, daß das K^+ im $K^+\pi^-$-Ruhesystem hauptsächlich in Vorwärtsrichtung weiterfliegt. Diese Anhäufung von auslaufenden K-Mesonen in Vorwärtsrichtung ist mit der Erzeugung von niedrigen $p\pi^-$-Massen verbunden (Abb.3). In Abb.14b sieht man, daß sich bei Beschränkung auf die Vorwärtsrichtung ($\cos\theta^J>0.7$) auch eine Anhäufung von Ereignissen in der $K^+\pi^-$-Massenverteilung bei 1.7 - 1.8 GeV ergibt. Um in der $K^+\pi^-$-Massenverteilung die Reflexion von $p\pi^-$-Resonanzen und des diffraktiv erzeugten $p\pi^-$-Systems abzutrennen, versuchen wir eine Unterscheidung der einzelnen Reaktionsmechanismen mit Hilfe des Drehwinkels ω im longitudinalen Phasenraum[30]. Der Hauptgedanke dieser Methode ist, daß bei genügend hoher Energie die einzelnen Reaktionsmechanismen zur Bevölkerung verschiedener Teile des longitudinalen Phasenraums führen. Umgekehrt sollte es dann auch durch Auswahl eines bestimmten Bereichs des Drehwinkels ω, der die Lage im longitudinalen Phasenraum kennzeichnet, möglich sein, verschiedene Reaktionsmechanismen wenigstens teilweise zu trennen. In Abb.16 ist die Verteilung von ω angegeben. Dabei deutet das Zeichen + bzw. - jeweils den ω-Bereich an, in dem das entsprechende Teilchen im Schwerpunktssystem der Reaktion nach vorne bzw. hinten bezüglich des einlaufenden K^+-Mesons fliegt. Die Spitzen in der ω-Verteilung lassen sich den beiden Resonanzen $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ zuordnen, wie Abb.16b zeigt. Aus diesen Ausschnitten für die Massenbereiche des $K^{*0}(892)$

und des $K^{*0}(1420)$ kann man außerdem erkennen, daß die Energie dieses Experiments für die exakte Trennung der einzelnen Reaktionsbereiche noch zu gering ist. So hat z.B. ein $K^+\pi^-$-System mit einer Masse von 1.4 GeV im Schwerpunktssystem der Reaktion eine Geschwindigkeit von $\beta\approx 0.5$; das Zerfalls-Pion dieses $K^+\pi^-$-Systems dagegen erreicht im $K^+\pi^-$-Ruhesystem $\beta\approx 0.7$. Es kann also in der ω-Verteilung durchaus in den Bereich $60^0\leq\omega\leq 120^0$ (K^+ vorwärts, p und π^- rückwärts) gelangen, unabhängig davon, ob das π-Meson entsprechend dem Reaktionsablauf dem Meson- oder Nukleonvertex zuzuordnen ist.

Noch deutlicher kann man diesen Effekt in Abb.17 sehen, in der die $K^+\pi^-$-Masse in Abhängigkeit vom Winkel ω aufgetragen ist. Gleichzeitig sieht man, daß das eigentliche Problem die Zuordnung des oberen Teils des linken Arms in dieser Verteilung ($M(K^+\pi^-)>1.6$ GeV, $\omega<120^0$) zu den einzelnen Reaktionsmechanismen ist. In Abb.14c und 14d ist die Verteilung der $K^+\pi^-$-Masse für die Bereiche $60^0\leq\omega\leq 120^0$ und $60^0\leq\omega\leq 90^0$ dargestellt. Auch mit dieser Selektion erhält man ein Signal in der $K^+\pi^-$-Massenverteilung zwischen 1.7 und 1.8 GeV. Dabei kann man in Abb.14d zwei Maxima in der Massenverteilung erkennen. Ob diese Trennung in zwei Maxima eine echte Unterscheidung zwischen einer Resonanz und $p\pi^-$-Diffraktionsuntergrund darstellt, ist bei der verbleibenden Statistik nicht zu beantworten.

Eine ähnliche Andeutung für die Existenz einer Resonanz in diesem Massenbereich kann man der ω-Verteilung für $1.65\leq M(K^+\pi^-)\leq 1.85$ GeV in Abb.16b entnehmen. Hier ist oberhalb von $\omega=180^0$ (d.h. K^+ und p rückwärts, π^- vorwärts) eine kleine Anhäufung von Ereignissen zu sehen. In diesem Bereich ist die effektive $p\pi^-$-Masse groß und eine diffraktive $p\pi^-$-Erzeugung deshalb unwahrscheinlich. Wenn in diesem $K^+\pi^-$-Massenbereich eine $K\pi$-Resonanz erzeugt wird, kann das K-Meson wegen der zu kleinen Geschwindigkeit der Resonanz gegenüber jener der Zerfallsprodukte im Gesamtschwerpunktssystem in Rückwärtsrichtung fliegen (d.h. $\omega>180^0$). Als Alternative zu einer $K^+\pi^-$-Resonanzproduktion müßte man sich hier folgenden Austauschgraphen vorstellen:



Das würde den Austausch eines exotischen Teilchens mit Ladung 2 und Seltsamkeit 1 bedeuten.

Bei der Untersuchung des $K^+\pi^-$-Systems im Massenbereich von 1.6 bis 2 GeV ergibt sich also die Schwierigkeit, daß die meisten Ereignisse im kinematischen Überlappungsgebiet mit den diffraktiv erzeugten niedrigen $p\pi^-$-Massen liegen und daß die Zahl der noch verbleibenden Ereignisse außerhalb dieses Überlappungsgebiets für genauere Untersuchungen zu gering ist. Deshalb und wegen der kinematischen Unterdrückung niederer $|t|$-Werte im interessierenden Massenbereich ist es nicht möglich, eine klare Aussage über die Eigenschaften der Anhäufung von Ereignissen bei ~1.75 GeV zu machen.

2.4 Rückwärtsproduktion von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$

In Abb.18a wird für die Reaktion (1a) ($K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$) das Quadrat der $K^+\pi^-$-Masse in Abhängigkeit vom Impulsübertrag vom einlaufenden K^+ auf das $K^+\pi^-$-System gezeigt. Man sieht eine deutliche Anhäufung von Ereignissen bei kleinen Impulsüberträgen. Im Bereich des $K^{*0}(892)$ und des $K^{*0}(1420)$ ist jedoch ebenfalls eine Anhäufung von Ereignissen in der Nähe des maximalen Impulsübertrages, d.h. in Rückwärtsrichtung bezüglich des einlaufenden K^+, zu erkennen. In Abb.18b ist die $K^+\pi^-$-Masse für den Bereich $\cos\Theta^*_{K\pi} < 0$ gezeigt ($\Theta^*_{K\pi}$ ist der Streuwinkel des $K\pi$-Systems relativ zur Richtung des einlaufenden K^+ im Schwerpunktssystem der Reaktion). Dabei sind diejenigen Ereignisse schraffiert eingezeichnet, die mit einer anderen Reaktionshypothese desselben Kanals mehrdeutig sind, für die also eine Unsicherheit in der Zuordnung von K^+ und p zu den beiden schnellen positiven Sekundärteilchen besteht. Diese Ereignisse wurden, wie im Abschnitt IV.2.1 schon erwähnt, nach der größeren χ^2-Wahrscheinlichkeit entschieden. Die mehrdeutigen Ereignisse haben aber keinen Einfluß auf die Massenverteilung im Bereich des $K^{*0}(892)$ und tragen auch im Bereich des $K^{*0}(1420)$ nicht wesentlich bei.

Aus der Zahl der Ereignisse in den Massenbändern $0.84 \leq M(K^+\pi^-) \leq 0.94$ GeV und $1.54 \leq M(K^+\pi^-) \leq 1.5$ GeV kann man grob die Wirkungsquerschnitte für die Rückwärtsproduktion von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ abschätzen. Man erhält - korrigiert auf alle Zerfälle - $(12\pm3)\mu b$ und $(18\pm6)\mu b$ für das $K^{*0}(892)$ bzw. das $K^{*0}(1420)$. Für das Verzweigungverhältnis $\frac{K^*(1420) \rightarrow K\pi}{K^*(1420) \rightarrow \text{alle Zerfälle}}$ wurde wieder der Wert $(56.9\pm4)\%$ verwendet[10].

In Abb.19 werden noch die Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für die Rückwärtserzeugung der beiden Resonanzen angegeben. Label ist u das Quadrat des Viererimpulsübertrages vom einlaufenden K^+-Meson auf das auslaufende Proton. Soweit im Rahmen der Statistik eine Aussage über die $\frac{d\sigma}{d|u|}$-Verteilungen gemacht werden kann, zeigen sie nur einen schwachen Abfall mit wachsendem |u|. Auch die Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System zeigen keine auffallenden Strukturen. Lediglich in der ϕ-Verteilung des $K^{*0}(1420)$ ist ein statistisch nicht signifikanter Überschuß von Ereignissen bei $\phi=0$ zu erkennen, der jedoch wahrscheinlich von einigen falschen Zuordnungen bei der Entscheidung der mehrdeutigen Ereignisse herrührt.

IV.3 Die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$

3.1 Die experimentellen Daten

Für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$ (Reaktion(2)) erhalten wir nur ungefähr $\frac{1}{6}$ der Zahl der Ereignisse von Reaktion (1). Außerdem ist das Ergebnis der kinematischen Anpassung weniger genau, da es sich hier um 1C-Anpassungen handelt. Die geringere Qualität der kinematischen Anpassung äußert sich vor allem in einer Verschiebung der Impulse ungesehener Zuschauerprotonen zu sehr kleinen Werten (vgl. Abschnitt III) und einer starken Ausrichtung der Impulse dieser Zuschauerprotonen parallel oder antiparallel zu den Impulsrichtungen der neutralen Pionen (Abb.1a). Dadurch ist der Impuls des Pions schlechter bestimmt. Von den 882 Ereignissen[§], die eine Anpassung an die Hypothese $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$ mit einer χ^2-Wahrscheinlichkeit von mehr als 5% ergaben, sind 2.8% mit der 4C-Hypothese $K^+d \rightarrow K^0pp$ und 6.7% mit der Reaktion (3) ($K^+d \rightarrow K^0\pi^+pn$) mehrdeutig. Die Verteilungen des Quadrats der fehlenden Masse, der χ^2-Wahrscheinlichkeit, der $K^0\pi^0$-Masse und der $p\pi^0$-Masse sprechen nicht für eine Interpretation der mehrdeutigen Ereignisse als Ereignisse der Reaktion(2). Sie werden deshalb bei der weiteren Untersuchung nicht mit berücksichtigt. Es verbleiben nach der Selektion noch 790 Ereignisse; diese Zahl verringert sich durch eine

[§] Zur Untersuchung dieser Reaktion wurden nur etwa 70% der Gesamtstatistik herangezogen, da für den restlichen - statistisch unabhängigen - Teil der Verdacht auf systematische Fehler nicht ausgeschlossen werden konnte.

Impulsbeschränkung des langsameren Protons auf Werte kleiner als 250 MeV/c auf 701 Ereignisse für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0 p(p_s)$ (2a).

In Abb.20a zeigen wir das Dalitzdiagramm für Reaktion (2). Wiederum wurde zur Berechnung der $p\pi^0$-Masse das im Laborsystem schnellere Proton genommen. Außer einer starken Produktion von $K^{*0}(892)$ ist noch im Bereich des $K^{*0}(1420)$ und des $\Delta^+(1236)$ eine Anhäufung von Ereignissen zu erkennen. Die $K^0\pi^0$- und $p\pi^0$-Massenverteilungen für Reaktion (2a) sind in Abb.20b wiedergegeben. Deutlich ist die Verbreiterung des $K^{*0}(892)$-Signals zu erkennen: Die oben erwähnte Verschiebung der Zuschauerimpulse bedingt eine Ungenauigkeit der π^0-Impulse, die sich in einer Verbreiterung des $K^{*0}(892)$ niederschlägt. Aus diesem Grunde wurde für diese Reaktion keine Untersuchung der Bevölkerung des Dalitzdiagramms zur Bestimmung von Produktionsanteilen der einzelnen Resonanzen vorgenommen. Man kann jedoch die aus einer groben Abschätzung der Zahl der Ereignisse über dem Untergrund gewonnenen Werte von $(20\pm4)\%$ und $(13\pm4)\%$ für die Erzeugung von $K^{*0}(892)$ bzw. von $\Delta^+(1236)$ in der Reaktion (2a) mit den Wirkungsquerschnitten für Resonanzproduktion in anderen Kanälen (Tabelle 2b) vergleichen. So erwartet man aus dem Verzweigungsverhältnis $\frac{K^{*0}(892) \rightarrow K^+\pi^-}{K^{*0}(892) \rightarrow K^0\pi^0} = \frac{2}{1}$ und dem Wirkungsquerschnitt für die $K^{*0}(892)$-Erzeugung in Reaktion (1a) einen $K^{*0}(892)$-Anteil von $(23\pm3)\%$ in dieser Reaktion. Aus $\frac{K^+p \rightarrow K^0(p\pi^+)_{1236}}{K^+n \rightarrow K^0(p\pi^0)_{1236}} = \frac{9}{2}$ und dem Wirkungsquerschnitt für die $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung in Reaktion (3b) errechnet sich für die Reaktion (2a) ein $\Delta^+(1236)$-Anteil von $(11\pm2)\%$. Die Übereinstimmung mit den aus den Ereigniszahlen abgeschätzten Werten ist gut.

3.2 Produktion und Zerfall des $K^{*0}(892)$

Als $K^{*0}(892)$-Bereich wählen wir - wie in der Reaktion (1a) - das Intervall $0.84 \leq M(K^0\pi^0) \leq 0.94$ GeV. Für diesen Bereich ist die Verteilung des Impulsübertrags t' vom einlaufenden K^+-Meson auf das $K^0\pi^0$-System in Abb.21a wiedergegeben. Die eingezeichnete Gerade ist das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung von $Ae^{at'}$ an die experimentelle Verteilung für $|t'|<0.5$ GeV^2. Für die Steigung erhält man $a = (8.9 \pm 1.4)$ GeV^{-2}. Diese Steigung ist vergleichbar mit derjenigen, die für die $K^{*0}(892)$-Produktion in Reaktion (1a) gefunden wurde (9.2 ± 1.4 GeV^{-2}, Tabelle 3).

Die Zerfallswinkelverteilungen des $K^0\pi^0$-Systems im Jackson-System für den $K^{*0}(892)$-Massenbereich sind in Abb.21b gezeigt. Wie beim

Reaktion (1a) weist die polare Zerfallswinkelverteilung eine starke $\cos^2\theta$-Komponente auf. Dagegen zeigt der Zerfall in $K^0\pi^0$ weniger Asymmetrie in der polaren und eine geringere Anisotropie in der azimutalen Winkelverteilung. Dasselbe Verhalten wurde auch schon in einem Experiment bei 3 GeV/c beobachtet[8]. In Tabelle 6 ist das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Bestimmung der Dichtematrixelemente im Jackson-System unter der Annahme von S- und P-Welle als Funktion von t' angegeben. Bei dieser Bestimmung wurde die Gegenwart des $\Delta^+(1236)$ nicht berücksichtigt. Da dessen Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem einen starken $\sin^2\theta^H$-Anteil hat, wird der $K^{*0}(892)$-Massenbereich durch diese Resonanz praktisch nicht gestört (Abb.20a).

Die in Tabelle 8 angegebenen Werte für die Dichtematrixelemente für den Zerfall des Kπ-Systems im Bereich des $K^{*0}(892)$ in $K^0\pi^0$ stimmen recht gut mit denen für den Zerfall in $K^+\pi^-$ aus Reaktion (1a) überein. Die einzige Ausnahme bildet das Dichtematrixelement $Re\rho_{os}$, das die Asymmetrie der polaren Zerfallswinkelverteilung beschreibt. Schon aus der unterschiedlichen Asymmetrie der polaren Winkelverteilungen in Abb.21b und Abb.7a ist auf einen kleineren Wert von $Re\rho_{os}$ in dieser Reaktion im Vergleich zu Reaktion (1a) (Tabelle 4a) zu schließen.

In den Daten der Reaktion $K^+p \to K^0\pi^0\Delta^{++}(1236)$ bei 5 GeV/c[19,31] zeigt sich im Bereich des $K^{*0}(892)$ eine rasche Änderung des Asymmetrieparameters für das $K^0\pi^0$-System von positiven zu negativen Werten[§]. Der für die Reaktion (2a) gefundene kleine Wert von $Re\rho_{os}$ im Bereich des $K^{*0}(892)$ stimmt mit dieser Beobachtung überein. Mit der geringen Statistik und der schlechten Massenauflösung der Reaktion (2a) ist es nicht möglich, eine vergleichbare Untersuchung der Asymmetrie als Funktion der $K^0\pi^0$-Masse in diesem Experiment durchzuführen.

IV.4 Die Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+pn$

4.1 Die experimentellen Daten

Bei den Ereignissen zur Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+pn$ (Reaktion (3)) handelt es sich um 1C-Anpassungen. 3,3% der Ereignisse, die eine kinematische Anpassung an die Hypothese (3) lieferten, waren mit der

[§] Der Asymmetrieparameter entspricht, solange nur S- und P-Welle betrachtet werden, bis auf einen Faktor dem Dichtematrixelement ρ_{os} ($\frac{F-B}{\ldots}=\sqrt{3}\,Re\rho_{os}$, vgl. Fußnote S.23 und Anhang A3).

Tabelle 8

$K^+d \longrightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$ $\quad (K^{*0} \longrightarrow K^0\pi^0)$

(S+P)-Welle Jackson-System

$\lvert t_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	$\rho_{00} - \rho_{11}$	$\rho_{1,-1}$	$Re\rho_{10}$	$Re\rho_{1s}$	$Re\rho_{os}$	Ereignisse
[illegible] - 0.16	0.66 ± 0.12	-0.12 ± 0.04	-0.15 ± 0.06	0.02 ± 0.03	-0.02 ± 0.06	60
[illegible] - 0.60	0.41 ± 0.18	-0.08 ± 0.09	-0.16 ± 0.06	-0.08 ± 0.05	0.05 ± 0.06	46
[illegible] - 0.60	0.50 ± 0.11	-0.11 ± 0.05	-0.16 ± 0.04	-0.03 ± 0.03	0.02 ± 0.05	106

Tabelle 9

$K^+d \longrightarrow K^{*+}(892)n(p_s)$ $\quad (K^{*+} \longrightarrow K^0\pi^+)$

(S+P)-Welle Jackson-System

$\lvert t_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	$\rho_{00} - \rho_{11}$	$\rho_{1,-1}$	$Re\rho_{10}$	$Re\rho_{1s}$	$Re\rho_{os}$	Ereignisse
[illegible] - 0.25	-0.12 ± 0.10	0.25 ± 0.07	-0.09 ± 0.03	-0.01 ± 0.03	0.08 ± 0.04	114
[illegible] - 0.60	-0.42 ± 0.10	0.30 ± 0.07	0.00 ± 0.04	0.03 ± 0.04	0.10 ± 0.04	85
[illegible] - 0.60	-0.24 ± 0.07	0.26 ± 0.04	-0.05 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.09 ± 0.03	199

4-Prong Hose $K^+d \rightarrow K^0\pi^+d$ mehrdeutig; diese mehrdeutigen Ereignisse wurden nicht zu diesem Kanal gerechnet. Von den verbleibenden 1650 Ereignissen der Reaktion (3) sind 4,1% bzw. 1,2% mit den Hypothesen $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$ bzw. $K^+d \rightarrow K^0\pi^+\pi^0d$ mehrdeutig.
Nach dem Zuschauermodell kann man die Reaktion (3) in zwei Teilreaktionen (Reaktion am Neutron und Reaktion am Proton) aufspalten:

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+n\ (p_s) \qquad (3a)$$

$$K^+d \rightarrow K^0\pi^+p\ (n_s) \qquad (3b)$$

Nach einer Beschränkung des Zuschauerimpulses auf Werte kleiner als 230 MeV/c (vgl. Abschnitt III) verbleiben 781 Ereignisse für die Reaktion (3a) und 661 Ereignisse für die Reaktion (3b). Dabei ist zu bemerken, daß für ca. 30% der Filme bei der Durchmusterung eine Bevorzugung der Reaktion am Neutron erfolgt ist: Alle Ereignisse auf diesen Filmen mit einer geraden Anzahl von Sekundärspuren mußten, um akzeptiert zu werden, mindestens eine stark ionisierende Spur aufweisen, die kürzer als 20 cm war. In Reaktion (3b) sind demnach keine Ereignisse aus diesen Filmen enthalten. Für die Reaktion am Neutron treten die oben erwähnten Schwierigkeiten mit den ungesehenen Zuschauerprotonen auf: eine starke Ausrichtung der Impulse der Zuschauerprotonen parallel oder antiparallel zum Impuls des Neutrons (Abb.1b) und die gleichzeitige Verschiebung der Zuschauerimpulse zu sehr kleinen Werten (Abb.2b). Allerdings ist die Auswirkung der kleinen Impulsänderung der Neutronen wegen deren höherer Masse nicht so stark wie die der Pionen in Reaktion (2). Die Impulsverteilung des Zuschauerneutrons in Reaktion (3b) ist mit der Vorhersage aus der McGee-Wellenfunktion des Deuterons in guter Übereinstimmung (Abb.2c).

4.2 Die Reaktion des K^+ am Neutron (3a)

Wie aus dem Dalitzdiagramm (Abb.22a) und aus den $K^0\pi^+$- und $n\pi^+$-Massenverteilungen (Abb.22b) für die Reaktion (3a) zu sehen ist, wird in diesem Kanal neben der starken Produktion von $K^{*+}(892)$ noch ein geringer Anteil von $K^{*+}(1420)$ und $\Delta^+(1236)$ beobachtet. Die in Abb.22b eingezeichneten Konturen zeigen das Ergebnis der Untersuchung der Dalitzdiagramm-Bevölkerung (Abschnitt V.1). Die Position des $\Delta^+(1236)$ ist zu Werten etwas unterhalb 1,2 GeV verschoben. Im Gegensatz zu derselben Reaktion bei 3 GeV/c [8] ist nur eine sehr schwache Andeutung für die Produktion von $\Delta^+(1688)$ zu beobachten.

4.21 Produktion und Zerfall des $K^{*+}(892)$

Die Verteilung der Impulsübertrags t' vom einlaufenden K^+-Meson auf das auslaufende $K^0\pi^+$-System im Bereich des $K^{*+}(892)$ ist in Abb.23a gezeigt. Dabei wurde als $K^{*+}(892)$-Massenbereich wieder das Intervall $0.84 \leq M(K^0\pi^+) \leq 0.94$ GeV gewählt. Die t'-Verteilung ist wesentlich breiter als die entsprechenden Verteilungen der Reaktionen (1a) und (2a); das ist ein Anzeichen dafür, daß hier π-Austausch nicht mehr der wichtigste Austausch ist. Außerdem zeigt sie einen Abfall in Vorwärtsrichtung, wie er für den Austausch von Vektormesonen bei der K^*-Produktion erwartet wird. Im Intervall $0.1 \leq |t'| \leq 0.6$ GeV^2 wurde eine Maximum Likelihood-Anpassung der Funktion $Ae^{at'}$ an die experimentelle Verteilung durchgeführt. Man erhält einen Steigungsparameter $a = (3.1 \pm 0.6)$ GeV^{-2}. Dieser Wert wird in Tabelle 10 mit den Werten für die $K^{*+}(892)$-Produktion in der Reaktion (3b) und in der gleichen Reaktion aus K^+p-Experimenten[7,32] verglichen. Man erhält eine gute Übereinstimmung.

In Abb.23b sind die Zerfallswinkelverteilungen des $K^0\pi^+$-Systems im Jackson-System für den $K^{*+}(892)$-Massenbereich aufgetragen. Aus der $\sin^2\theta$-Form der polaren Zerfallswinkelverteilung kann man schließen, daß Spin=0-Austausch nicht wesentlich zur $K^{*+}(892)$-Produktion beiträgt. Zusammen mit dem in Abschnitt IV.1 erhaltenen Ergebnis eines starken Anteils von I=0-Austausch bei der Erzeugung dieser Resonanz (vgl. S.11) kann man daraus schließen, daß im Ein-Meson-Austausch-Bild vor allem ω-, f- und f'-Austausch bzw. im Reggebild vor allem die ω-, P- und P'-Trajektorie zu diesem Prozeß beitragen. Wegen der in der polaren Winkelverteilung zu beobachtenden Asymmetrie wurden bei der Bestimmung der Dichtematrixelemente des $K^0\pi^+$-Systems im $K^{*+}(892)$-Massenbereich die Beiträge von S- und P-Welle berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 als Funktion von t' für das Jackson-System angegeben. Sie wurden wiederum durch eine Maximum Likelihood-Anpassung der Zerfallswinkelverteilung an die experimentellen Winkelverteilungen bestimmt.

4.3 Die Reaktion des K^+ am Proton (3b)

In Abb.24a ist das Dalitzdiagramm für die Reaktion $K^+d \longrightarrow K^0\pi^+p\,(n_s)$ (Reaktion (3b)) gezeigt. Man beobachtet wiederum die starke Erzeugung von $K^{*+}(892)$, einen geringen Anteil von $K^{*+}(1420)$ und eine starke Produktion von $\Delta^{++}(1236)$. Die $K^0\pi^+$- und $p\pi^+$-Massenverteilungen sind in Abb.24b gezeigt. Die eingetragenen Kurven geben das Ergebnis der Analyse des Dalitzdiagramms aus Abschnitt IV.1 wieder.

4.31 Produktion und Zerfall von $K^{*+}(892)$ und $\Delta^{++}(1236)$

Als Massenbereiche für die beiden Resonanzen werden folgende Intervalle gewählt: Das $K^{*+}(892)$ ist wieder durch den Bereich $0.84 \leq M(K^0\pi^+) \leq 0.94$ GeV definiert und das $\Delta^{++}(1236)$ wird durch $1.18 \leq M(p\pi^+) \leq 1.28$ GeV bestimmt. Wie für die $K^{*+}(892)$- Produktion in Reaktion (3a) sind die Verteilungen des Impulsübertrags t' vom einlaufenden K^+ auf das auslaufende $K^0\pi^+$-System im Bereich des $K^{*+}(892)$ und vom einlaufenden p auf das auslaufende $p\pi^+$-System im Bereich des $\Delta^{++}(1236)$ relativ breit und zeigen nur einen langsamen Abfall mit steigendem $|t'|$ (Abb.25a). Dieser Verlauf wird beim Austausch von Vektormesonen bei der Resonanzproduktion erwartet. Im Impulsübertragsbereich $0.1 \leq |t'_{K^+,K^*}|, |t'_{p,\Delta}| \leq 0.6$ GeV^2 wurde für beide Resonanzen eine Maximum Likelihood-Anpassung der Funktion $Ae^{at'}$ an die jeweilige Verteilung durchgeführt. Das Ergebnis für die Steigungsparameter ist zusammen mit dem entsprechenden Wert der $K^{*+}(892)$-Produktion in Reaktion (3a) in Tabelle 10 angegeben. Außerdem sind zum Vergleich für die Kanäle $K^+p \to K^{*+}(892)p$ und $K^+p \to K^0\Delta^{++}(1236)$ noch Daten aus K^+p-Experimenten zwischen 3 und 8.25 GeV/c aufgeführt[7,32]. Die Übereinstimmung der Steigungsparameter ist gut. Daraus kann man schließen, daß die Absorptionseffekte des Deuterons für $|t'|>0.1$ GeV^2 praktisch keine Rolle mehr spielen.

Wegen der kinematischen Überlappung der Massenbänder des $K^{*+}(892)$ und des $\Delta^{++}(1236)$ aus Reaktion (3b) (Abb.24a) beeinflussen die beiden Resonanzen jeweils die Zerfallswinkelverteilungen der anderen Resonanz. Um diese Effekte bei der Bestimmung der Dichtematrixelemente zu unterdrücken, entfernten wir durch eine Beschränkung des jeweiligen polaren Zerfallswinkels im Helizitätssystem die Ereignisse aus dem Überlappungsgebiet der beiden Massenbänder[22] (vgl. auch S.20). Im Falle des $K^{*+}(892)$ wurden die Ereignisse mit $0.8 < \cos\Theta^H(K^0\pi^+) < 1.0$ herausgenommen. Dieser Bereich wurde durch Ereignisse aus dem konjugierten Bereich $-1.0 < \cos\Theta^H(K^0\pi^+) < -0.8$ wieder bevölkert, indem für diese Ereignisse die Impulse der Zerfallsteilchen der Resonanz in deren Ruhesystem vertauscht wurden. Entsprechend entfernten wir im Falle des $\Delta^{++}(1236)$ Ereignisse aus dem Intervall $0.7 < \cos\Theta^H(p\pi^+) < 0.9$ und ersetzten sie durch solche aus dem Bereich $-0.9 < \cos\Theta^H(p\pi^+) < -0.7$. Durch dieses Verfahren wurden 17 Ereignisse aus dem Überlappungsgebiet von $K^{*+}(892)$ und $\Delta^{++}(1236)$ entfernt und durch 8 bzw. 11 Ereignisse im Falle des K^* bzw. des Δ ersetzt.

Tabelle 10

Steigungsparameter

Reaktion	p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	t'-Intervall [GeV^2]	a [GeV^{-2}]
$K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$	4.6	dieses Exp.	0.1 - 0.6	3.1 ± 0.6
$K^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$	3.0	(32)	0.2 - 0.8	5.3 ± 0.7
	3.5	(32)	0.2 - 0.8	2.85± 0.45
	4.6	dieses Exp.	0.1 - 0.6	3.0 ± 0.7
	4.6	(7)	$0.2 < \|t\| < 1.0$	3.6 ± 0.4
	5.0	(32)	0.2 - 0.8	3.7 ± 0.5
	8.25	(32)	0.2 - 0.8	3.4 ± 1.7
$K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}(1236)$	3.0	(32)	0.2 - 0.8	3.9 ± 0.5
	3.5	(32)	0.2 - 0.8	4.2 ± 0.4
	4.6	dieses Exp.	0.1 - 0.6	4.8 ± 0.8
	4.6	(7)	$0.2 < \|t\| < 1.0$	4.9 ± 0.6
	5.0	(32)	0.2 - 0.8	4.85± 0.5
	8.25	(32)	0.2 - 0.8	5.3 ± 0.7

Dieses Verfahren bewirkt eine teilweise Symmetrisierung der Zerfallswinkelverteilungen und zerstört deshalb möglicherweise vorhandene Asymmetrien. Die in Abb.25b gezeigten polaren und azimutalen Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System sind auf diese Weise korrigiert. Die polare Winkelverteilung des $K^{*+}(892)$ hat, wie in Reaktion (3a), eine starke $\sin^2\theta$-Komponente, wogegen die $\cos\theta$-Verteilung des $\Delta^{++}(1236)$ fast isotrop ist.

Die mit Hilfe einer Maximum Likelihood-Anpassung als Funktion von t' bestimmten Dichtematrixelemente von $K^{*+}(892)$ und $\Delta^{++}(1236)$ sind in Tabelle 11a und 11b angegeben. Wegen der Symmetrisierung der Zerfallswinkelverteilungen durch das eben beschriebene Verfahren wurde bei der Bestimmung der Dichtematrixelemente nur P-Wellenzerfall der $K^0\pi^+$- bzw. $p\pi^+$-Systeme angenommen.

Die kleinen Werte von ρ_{00} für $K^{*+}(892)$ sind ebenso wie die kleinen Werte von $\rho_{00} - \rho_{11}$ im Falle der Reaktion (3a) zusammen mit den nicht verschwindenden Werten von $\rho_{1,-1}$ ein deutlicher Hinweis darauf, daß

Tabelle 11a

$K^+d \rightarrow K^{*+}(892)p(n_s)$ $\quad (K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+)$

P-Welle Jackson-System

$\lvert t'_{K,K^*}\rvert$ [GeV^2]	ρ_{00}	$\rho_{1,-1}$	$Re\rho_{10}$	Ereignisse
0.0 - 0.15	0.32 ± 0.08	0.31 ± 0.05	-0.17 ± 0.05	55
0.15 - 0.30	0.23 ± 0.10	0.45 ± 0.06	-0.03 ± 0.04	46
0.30 - 0.60	0.28 ± 0.04	0.54 ± 0.10	-0.08 ± 0.03	52
0.0 - 0.60	0.24 ± 0.05	0.38 ± 0.03	-0.08 ± 0.03	153

Tabelle 11b

$K^+d \rightarrow K^0\Delta^{++}(1236)(n_s)$ $\quad (\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+)$

P-Welle Jackson-System

$\lvert t'_{p,\Delta}\rvert$ [GeV^2]	ρ_{33}	$Re\rho_{3,-1}$	$Re\rho_{31}$	Ereignisse
0.0 - 0.14	0.27 ± 0.08	0.18 ± 0.07	0.02 ± 0.07	48
0.14 - 0.25	0.16 ± 0.09	0.15 ± 0.07	-0.12 ± 0.07	40
0.25 - 0.60	0.29 ± 0.08	0.23 ± 0.08	-0.03 ± 0.08	39
0.0 - 0.60	0.24 ± 0.05	0.18 ± 0.04	-0.05 ± 0.04	127

die $K^{*+}(892)$-Produktion in den Nichtladungsaustauschreaktionen $K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$ und $K^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$ hauptsächlich über den Austausch von Mesonen mit einem Spin≥1 verläuft. Entsprechend der in Abschnitt IV.4.21 (S.35) angeführten Argumentation erhält man vor allem einen starken Beitrag von ω-, f- und f'-Austausch. Im Gegensatz dazu wird die Ladungsaustauschreaktion $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$ (Reaktion (1a) und (2a)) durch Pion-Austausch dominiert (Abschnitte IV.2.22,S.16 und IV.3.2,S.32). Auch bei der Erzeugung des $\Delta^{++}(1236)$ herrscht der Austausch von Mesonen mit Spin≥1 vor, wie die relativ kleinen Werte von ρ_{33} und das Nichtverschwinden von $Re\rho_{3,-1}$ andeuten. Ein Vergleich mit den Vorhersagen des Stodolsky-Sakurai-Modells ($\rho_{33}=0.571$, $Re\rho_{3,-1}=0.216$, $Re\rho_{31}=0$)[33] zeigt, daß die Werte von $Re\rho_{3,-1}$ und $Re\rho_{31}$ innerhalb der Fehler mit dem Modell übereinstimmen, während ρ_{33} vor allem im Intervall $0.14 \leq |t'| \leq 0.25$ GeV^2 stark von der Vorhersage abweicht (Tabelle 11b). Die Ergebnisse für die $K^{*+}(892)$- und $\Delta^{++}(1236)$-Dichtematrixelemente aus Reaktion (3b) sind in Übereinstimmung mit den Werten aus K^+p-Experimenten bei 4.6 GeV/c[7] und 5 GeV/c[32].

V Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt soll für die folgenden Reaktionen die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Primärimpuls untersucht werden:

$K^+p \longrightarrow K^0\pi^+p$	(3b)	$K^-p \longrightarrow \bar{K}^0\pi^-p$	(5)
$K^+n \longrightarrow K^0\pi^+n$	(3a)	$K^-n \longrightarrow \bar{K}^0\pi^-n$	(6)
$K^0p \longrightarrow K^+\pi^-p$	(4)	$\bar{K}^0p \longrightarrow K^-\pi^+p$	(7)
$K^+n \longrightarrow K^+\pi^-p$	(1a)	$K^-p \longrightarrow K^-\pi^+n$	(8)

Zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten dieser Reaktionen sind in den Tabellen 12-19 noch die jeweiligen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^*(892)$ und $K^*(1420)$ - korrigiert auf alle Zerfälle - angegeben[§]. Diese Daten sind in den Abb.26 und 27 für die $K^\pm$-Nichtladungsaustauschreaktionen[§§] (3a),(3b),(5) und (6), in Abb.28 für die beiden K^0-Reaktionen (4) und (7) und in Abb.29 für die $K^\pm$-Ladungsaustauschreaktionen (1a) und (8) als Funktion des Laborimpulses des einlaufenden K-Mesons aufgetragen. Die Reaktionen (4) bzw. (7) sind ladungssymmetrisch zu den Reaktionen (3a) bzw. (6).Dabei sind die Daten der Reaktionen (4) und (7) für diese Untersuchung besonders geeignet, da sie für den gesamten Energiebereich in einem einzigen Experiment gewonnen wurden und deshalb die Schwierigkeiten mit der relativen Normierung der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Experimenten nicht auftreten.

Bei einem direkten Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Reaktionen an Protonen und Neutronen muß man vorsichtig sein, da die Neutron-Werte wegen der nicht durchgeführten Deuterium-Korrektur (vgl. Abschnitt IV.1) als untere Grenze betrachtet werden müssen. Diese Korrektur liegt in der Größenordnung von 5-15%, wenn man nur die Einflüsse des zweiten Nukleons im Deuteron einschließlich Doppelstreuung berücksichtigt. Sie kann in ungünstigen Fällen aber auch Werte um 30% erreichen, wie z.B. ein direkter Vergleich für die Reaktion $K^+p \longrightarrow K^0\pi^+p$ (Reaktion (3b)) mit den Daten eines K^+p-Experiments bei derselben Energie zeigt[7] (vgl. Abschnitt IV.1).

[§] Für das Verzweigungsverhältnis $\frac{K^*(1420) \rightarrow K\pi}{K^*(1420) \rightarrow \text{alle Zerfälle}}$ wurde der Wert $(56.9 \pm 4)\%$ verwendet[10].

[§§] Nichtladungsaustausch bzw. Ladungsaustausch bezieht sich immer auf das ein- und das auslaufende Nukleon.

Tabelle 12

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$	$K^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$	$K^+p \rightarrow K^{*+}(1420)p$
2.26	(34)	2.620 ± 0.300	1.650 ± 0.300	-
2.3	(35)	3.000 ± 0.300	1.950 ± 0.300	-
3.0	(8,36,37)	2.100 ± 0.300	1.200 ± 0.150	-
3.5	(36,38)	1.800 ± 0.200	0.975 ± 0.150	0.200 ± 0.050
4.6	(7)	1.060 ± 0.100	0.580 ± 0.040	0.158 ± 0.054
4.6[a]	dieses Exp.	0.710 ± 0.080	0.416 ± 0.054	0.114 ± 0.074
5.0	(32,36,38)	0.950 ± 0.070	0.540 ± 0.090	0.289 ± 0.057
7.5	(39)	0.320 ± 0.060	0.255 ± 0.060	0.137 ± 0.041
8.25	(32)	0.460 ± 0.030	0.255 ± 0.030	0.171 ± 0.032
9.0	(40)	0.275 ± 0.041	0.174 ± 0.035	0.095 ± 0.038
10.1	(41)	0.266 ± 0.032	0.127 ± 0.030	0.134 ± 0.026
12.7	(42)	0.196 ± 0.020	0.077 ± 0.01-	0.065 ± 0.027[b]

Tabelle 13

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$	$K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$	$K^+n \rightarrow K^{*+}(1420)n$
3.6	(43)	1.200 ± 0.100	0.760 ± 0.120	-
4.6	dieses Exp.	0.510 ± 0.060	0.368 ± 0.026	0.135 ± 0.056

(a) Bei der Anpassung der Impulsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wurde dieser Wert nicht berücksichtigt.

(b) Der Wert wurde aus den in der Veröffentlichung angegebenen Daten bzw. Massenverteilungen abgeschätzt.

(c) Die in der Veröffentlichung berücksichtigte Deuteriumkorrektur von 5% des Wirkungsquerschnitts wurde wieder abgezogen.

(d) Die in der Veröffentlichung berücksichtigte Deuteriumkorrektur von 3% des Wirkungsquerschnitts wurde wieder abgezogen.

Tabelle 14

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^-p$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^-p$	$K^-p \rightarrow K^{*-}(892)p$	$K^-p \rightarrow K^{*-}(1420)p$
2.1	(43)	2.050 ± 0.100	2.010 ± 0.120	-
2.45	(43)	1.790 ± 0.100	1.650 ± 0.120	-
2.64	(43)	1.450 ± 0.090	1.245 ± 0.075	-
2.65	(44)	1.660 ± 0.170	1.400 ± 0.090	0.321 ± 0.095
3.0	(21)	1.490 ± 0.300	1.140 ± 0.225	-
3.5	(45)	0.880 ± 0.050	0.780 ± 0.090	0.310 ± 0.070
4.1	(17)	0.730 ± 0.098	0.506 ± 0.062	0.229 ± 0.053
4.57	(46)	0.704 ± 0.124	0.419 ± 0.044	-
4.6	(47)	-	0.375 ± 0.030	-
5.5	(17)	0.412 ± 0.041	0.279 ± 0.026	0.140 ± 0.024
6.0	(48)	0.270 ± 0.050	0.165 ± 0.038	0.082 ± 0.026
10.1	(12,49)	0.220 ± 0.030	0.140 ± 0.009	0.093 ± 0.015

Tabelle 15

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^-n \rightarrow \bar{K}^0\pi^-n$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^-n \rightarrow \bar{K}^0\pi^-n$	$K^-n \rightarrow K^{*-}(892)n$	$K^-n \rightarrow K^{*-}(1420)n$
3.[illegible][c]	(50)	1.520 ± 0.120	0.842 ± 0.086	0.280 ± 0.048[b]
4.48[d]	(47,51)	0.735 ± 0.021	0.344 ± 0.018	0.116 ± 0.031

Tabelle 16

Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^0p \rightarrow K^+\pi^-p$ und $\bar{K}^0p \rightarrow K^-\pi^+p$ [mb] (57)

p_{Lab} [GeV/c]	$K^0p \rightarrow K^+\pi^-p$ (b)	$\bar{K}^0p \rightarrow K^-\pi^+p$ b)
1.0 - 1.5	1.27 ± 0.23	3.03 ± 0.47
1.5 - 2.0	1.50 ± 0.20	2.05 ± 0.35
2.0 - 2.5	1.60 ± 0.18	2.33 ± 0.23
2.5 - 3.0	1.10 ± 0.14	1.73 ± 0.17
3.0 - 3.5	0.87 ± 0.10	1.45 ± 0.15
3.5 - 4.0	0.71 ± 0.09	1.[illegible] ± 0.09
4.0 - 5.0	0.52 ± 0.06	0.73 ± 0.07
5.0 - 6.0	0.33 ± 0.04	0.46 ± 0.07
6.0 - 7.0	0.30 ± 0.05	0.40 ± 0.12
7.0 - 9.0	0.21 ± 0.04	0.34 ± 0.06

Tabelle 17

Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^0p \rightarrow K^{*0}(892)p$ und $\bar{K}^0p \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)p$ [mb] (57)

p_{Lab} [GeV/c]	$K^0p \rightarrow K^{*0}(892)p$	$\bar{K}^0p \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)p$
2.0 - 3.0	0.98 ± 0.10	1.18 ± 0.12
3.0 - 4.0	0.38 ± 0.06	0.47 ± 0.06
4.0 - 5.0	0.25 ± 0.05	0.32 ± 0.05
5.0 - 7.0	0.1[illegible] ± 0.04	0.[illegible] ± 0.[illegible]

Tabelle 18

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$	$K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$	$K^+n \rightarrow K^{*0}(1420)p$
2.7	(35)	3.000 ± 0.300	2.100 ± 0.300	-
3.0	(8)	2.200 ± 0.200	1.290 ± 0.130	0.298 ± 0.108
4.6	dieses Exp.	1.000 ± 0.060	0.420 ± 0.030	0.475 ± 0.054
9.1[c]	(13)	0.482 ± 0.019	0.091 ± 0.014	0.194 ± 0.034
12.0	(14,52)	0.400 ± 0.020	0.045 ± 0.007	0.053 ± 0.009[b]

Tabelle 19

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$ [mb]

p_{Lab} [GeV/c]	Ref.	$K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$	$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)n$	$K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(1420)n$
2.0	(53)	2.940 ± 0.150	1.870 ± 0.100	-
2.65	(44)	2.050 ± 0.210	1.407 ± 0.068	-
3.0	(54)	1.550 ± 0.180	0.795 ± 0.105	-
3.9	(15)	1.480 ± 0.080[b]	0.755 ± 0.030	0.598 ± 0.084
4.1	(17)	1.356 ± 0.162	0.555 ± 0.062	0.563 ± 0.097
4.37	(46)	1.222 ± 0.112	0.459 ± 0.051	0.620 ± 0.088
4.6	(15)	1.400 ± 0.070[b]	0.534 ± 0.033	0.564 ± 0.061
5.3	(16,17)	0.832 ± 0.041	0.380 ± 0.048	0.300 ± 0.059
10.1	(12)	0.360 ± 0.030	0.096 ± 0.005	0.095 ± 0.012
11.2	(55)	-	0.053 ± 0.008	-
14.3	(56)	0.315 ± 0.045	0.061 ± 0.015	0.047 ± 0.019

Berücksichtigt man diese Verluste, dann scheinen trotzdem die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$ (3a) bei gleicher Impulsabhängigkeit ungefähr 20-30% kleiner zu sein als die der entsprechenden K^+p-Reaktion(3b), und zwar sowohl für den ganzen Kanal als auch speziell für die $K^{*+}(892)$-Produktion in diesen Reaktionen (Tabellen 12 und 13, Abb.26). Im Gegensatz dazu erhält man für die Reaktionen $K^-p \rightarrow \overline{K}^0\pi^-p$ (5) und $K^-n \rightarrow \overline{K}^0\pi^-n$ (6) innerhalb der Fehler vergleichbare Wirkungsquerschnitte (Tabellen 14 und 15, Abb.27). Bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^0p \rightarrow K^+\pi^-p$ (4) und $\overline{K}^0p \rightarrow K^-\pi^+p$ (7) (Tabellen 16 und 17, Abb.28) mit den Werten für die entsprechenden ladungssymmetrischen Reaktionen (3a) bzw. (6), die ebenfalls in Abb.28 eingetragen sind, ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Bei einer Betrachtung der Nichtladungsaustauschreaktionen von K-Mesonen verschiedener Ladung am gleichen Targetnukleon erhält man folgende Ergebnisse: Die Wirkungsquerschnitte für die K^-p-Reaktion (5) sind kleiner als für die K^+p-Reaktion (3b). Dabei tritt der geringste Unterschied von nur 1-2 Standardabweichungen für den Fall der Produktion von $K^*(892)$ auf (Tabellen 12 und 14, Abb.26,27). Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte der K^+- und K^--Reaktionen am Neutron (3a) und (6) oder auch die der entsprechenden ladungssymmetrischen Reaktionen (4) und (7), so erhalt man um etwa drei Standardabweichungen größere Werte für die $K^-n(\overline{K}^0p)$-Reaktionen gegenüber den $K^+n(K^0p)$-Reaktionen. Für die $K^*(892)$-Produktion in den Reaktionen (6) und (7) ergeben sich gegenuber der in den Reaktionen (3a) bzw. (4) nur um etwa eine Standardabweichung größere Wirkungsquerschnitte (Tabellen 13,15-17, Abb.28).

Fur die Ladungsaustauschreaktionen $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ (1a) und $K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$ (8) erhält man innerhalb der Fehler dieselben Wirkungsquerschnitte (Tabellen 18 und 19, Abb.29).

Vergleicht man im einzelnen die Wirkungsquerschnitte der K^+n- und K^-p-Ladungsaustauschreaktionen (1a) und (8) (Tabelle 18,19) mit denen der K^+n- und K^-p-Nichtladungsaustauschreaktionen (3a) und (5) (Tabelle 13,14), dann ergibt sich folgendes: Im Impulsbereich von 2-12 GeV/c erhält man für beide Ladungsaustauschreaktionen (1a) und (8) für die Gesamtreaktion und für die Erzeugung von $K^*(1420)$ um 3-5 Standardabweichungen größere Wirkungsquerschnitte als für die Nichtladungsaustauschreaktionen (3a) und (5). Dagegen stimmen die Wirkungsquerschnitte für die $K^*(892)$-Produktion in den Reaktionen (1a),(3a),(5) und (8) im betrachteten Primärimpulsbereich inner-

halb von zwei Standardabweichungen überein.

Für die $K^{*}(892)$-Erzeugung in den Reaktionen $K^{+}n \longrightarrow K^{0}\pi^{+}n$ (3a) und $K^{-}n \longrightarrow \overline{K}^{0}\pi^{-}n$ (6) bzw. in den dazu ladungssymmetrischen Reaktionen $K^{0}p \longrightarrow K^{+}\pi^{-}p$ (4) und $\overline{K}^{0}p \longrightarrow K^{-}\pi^{+}p$ (7) existiert eine Vorhersage eines Reggemodells von Dass und Frogatt[58]. Man erhält aus diesem Modell für die $K^{*}(892)$-Produktion in den Reaktionen (3a) und (4) einen ~25% höheren Wirkungsquerschnitt als für die Erzeugung von $\overline{K}^{*}(892)$ in den Reaktionen (6) und (7). Im Gegensatz dazu liefern sowohl die Daten für die $K^{0}p/\overline{K}^{0}p$-Reaktionen als auch die Ergebnisse der $K^{\pm}n$-Nichtladungsaustauschreaktionen kleinere Werte für die $K^{*}(892)$- gegenüber der $\overline{K}^{*}(892)$-Produktion. So ist in Ref.57 das Verhältnis für die Erzeugung von $K^{*0}(892)$ zu der von $\overline{K}^{*0}(892)$ in den Reaktionen (4) bzw. (7) mit 0.88 ± 0.10 angegeben,und aus den in Tabelle 13 und 15 zusammengestellten Werten ergibt sich für das Verhältnis der dazu ladungssymmetrischen Reaktionen $\frac{\sigma(K^{+}n \longrightarrow K^{*+}(892)n)}{\sigma(K^{-}n \longrightarrow K^{*-}(892)n)} = 0.95\pm0.12$. Man kann also aus den vorliegenden Daten schließen, daß in diesen Reaktionen die Wirkungsquerschnitte für die $\overline{K}^{*}(892)$-Produktion entgegen den Voraussagen des Reggemodells von Dass und Frogatt mindestens so groß wie die der $K^{*}(892)$-Erzeugung sind.

Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Laborimpuls der einlaufenden K-Mesonen legt eine Parametrisierung der Form $\sigma = Ap_{Lab}^{-n}$ nahe. Die in Abb.26-29 eingezeichneten Geraden sind die jeweiligen Ergebnisse einer χ^{2}-Anpassung dieses Ausdrucks an die experimentellen Meßpunkte. Eine Zusammenfassung der Resultate für die Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit steigendem Laborimpuls findet sich in Tabelle 20 zusammen mit den bei der Anpassung benützten Impulsbereichen. Um Schwelleneffekte zu vermeiden, wurden die Wirkungsquerschnitte für niedere Primärimpulse bei der Anpassung nicht benützt.

Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß man für alle Nichtladungsaustauschreaktionen (3a)-(7) einen Exponenten $n \approx 1.7$ erhält. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die $K^{*}(892)$-Produktion in den $K^{\pm}$-Proton-Reaktionen (3b) und (5) läßt sich mit $p_{Lab}^{-1.7}$ bis $p_{Lab}^{-1.8}$ beschreiben. Dagegen ergibt sich für die K^{*}-Erzeugung am Neutron in (3a) und (6) bzw. für die dazu ladungssymmetrischen $K^{0}p/\overline{K}^{0}p$-Reaktionen ein stärkerer Abfall der Wirkungsquerschnitte von $\sim p_{Lab}^{-1.7}$ bis $p_{Lab}^{-2.2}$.

Aus den Daten der Ladungsaustauschreaktionen (1a) und (5) erhält man im Vergleich zu den Nichtladungsaustauschreaktionen eine schwä-

Tabelle 20

Anpassung der Impulsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte mit Ap_{Lab}^{-n} (p_{lab} in GeV/c).

	Reaktion	Impulsbereich [GeV/c]	A [mb]	n	χ^2/Freiheitsgrade
(3b)	$K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$	2.26 - 12.7	11.32 ± 1.03	1.58 ± 0.03	14.0/
	$\rightarrow K^{*+}(892)p$	2.26 - 12.7	8.09 ± 1.08	1.73 ± 0.08	6.0/
	$\rightarrow K^{*+}(1420)p$	4.6 - 12.7	0.91 ± 0.46	0.90 ± 0.25	7.0/
(3a)	$K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$	3.0,4.6	10.82 ± 4.09	2.00 ± 0.31	
	$\rightarrow K^{*+}(892)n$	3.0,4.6	4.90 ± 0.64	1.70 ± 0.07	
(4)	$K^0p \rightarrow K^+\pi^-p$	2.0 - 9.0	6.20 ± 1.06	1.66 ± 0.12	1.1/
	$\rightarrow K^{*0}(892)p$	2.0 - 7.0	6.26 ± 2.07	2.10 ± 0.28	3.1/
(5)	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^-p$	2.1 - 10.1	7.29 ± 0.59	1.66 ± 0.07	15.5/
	$\rightarrow K^{*-}(892)p$	2.1 - 10.1	7.82 ± 0.60	1.87 ± 0.06	41.0/
	$\rightarrow K^{*-}(1420)p$	3.5 - 10.1	2.73 ± 1.38	1.66 ± 0.32	17.1/
(6)	$K^-n \rightarrow \bar{K}^0\pi^-n$	3.0,4.48	11.13 ± 3.28	1.81 ± 0.20	
	$\rightarrow K^{*-}(892)n$	3.0,4.48	9.78 ± 3.25	2.23 ± 0.23	
	$\rightarrow K^{*-}(1420)n$	3.0,4.48	2.99 ± 1.92	1.15 ± 0.54	
(7)	$\bar{K}^0p \rightarrow K^-\pi^+p$	2.0 - 9.0	9.33 ± 1.54	1.69 ± 0.13	1.3/
	$\rightarrow \bar{K}^{*0}(892)p$	2.0 - 7.0	9.13 ± 2.58	2.28 ± 0.23	1.3/2
(1a)	$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$	2.3 - 12.0	6.80 ± 0.77	1.18 ± 0.06	14.1/3
	$\rightarrow K^{*0}(892)p$	2.3 - 12.0	13.51 ± 2.44	2.35 ± 0.10	
	$\rightarrow K^{*0}(1420)p$	4.6 - 12.0	13.55 ± 4.70	2.18 ± 0.18	6.8/1
(8)	$K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$	2.0 - 14.3	7.21 ± 0.45	1.22 ± 0.04	32.4/
	$\rightarrow \bar{K}^{*0}(892)n$	2.0 - 14.3	6.40 ± 0.42	1.91 ± 0.03	
	$\rightarrow \bar{K}^{*0}(1420)n$	3.9 - 14.3	11.31 ± 2.83	2.06 ± 0.14	

chere Abnahme der Gesamtwirkungsquerschnitte, nämlich mit $\sim p_{Lab}^{-1.2}$, wogegen sich für die $K^{*}(892)$-Produktion in diesen Reaktionen ein Exponent n = 1.9-2.4 ergibt. Das bedeutet - gegenüber den Nichtladungsaustauschreaktionen - eine vergleichbare Abnahme der Wirkungsquerschnitte für die $K^{*}(892)$-Produktion mit steigendem Laborimpuls.

Für die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{\pm}p \rightarrow K^{*\pm}(1420)p$ ergibt sich eine Abnahme proportional $p_{Lab}^{-0.9}$ bis $p_{Lab}^{-1.7}$, wogegen für die $K^{*}(1420)$-Produktion in den Ladungsaustauschreaktionen ein Exponent n von 2.1-2.2 gefunden wird.

Die Reggetheorie sagt voraus, daß der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion, die durch den Austausch einer bestimmten Trajektorie der Form $\alpha(t) = \alpha(0)+\alpha' t$ (α'=Steigung der Trajektorie) beschrieben werden kann, sich bei festem t wie $s^{2\alpha(t)-2}$ mit der Energie ändert. s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Meist betrachtet man, da es sich um periphere Prozesse handelt, nur $s^{2\alpha(0)-2}$. Mit den Werten $\alpha(0)\simeq 0$ für die π-Trajektorie und $\alpha(0)\simeq 0.4$ für die ω-Trajektorie[§], die die $K^{*}(892)$-Produktion in den Ladungs- und Nichtladungsaustauschreaktionen dominieren (vgl. Abschnitte IV.2.22,S.16 und IV.4.21,S.35), erhält man in dieser Näherung ein Energieverhalten der entsprechenden Wirkungsquerschnitte von $\sim s^{-2}$ für π-Austausch bzw. $\sim s^{-1.2}$ für ω-Austausch. Da für große s näherungsweise $s\simeq 2p$ gilt, erwartet man eine ähnliche Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit dem Primärimpuls. Experimentell sind die Exponenten jedoch ungefähr gleich. Das kann bedeuten, daß andere Trajektorien nicht ve nachlässigt werden dürfen, oder auch, daß die Näherung $t\simeq 0$ zu einfach ist: Berücksichtigt man nämlich bei einer Trajektorie den tatsächlichen Verlauf der t-Verteilungen, so kann man σ wie folgt schreiben:

$$\sigma \sim \int F(t)\, s^{2\alpha(t)-2}\, dt$$

$$\sim s^{2\alpha(0)-2} \int F(t)\, s^{2\alpha' t}\, dt$$

$$\sim s^{2\alpha(0)-2} \cdot s^{2\alpha' t_{eff}} = s^{2\alpha(t_{eff})-2}$$

F ist eine mit t veränderliche Funktion, die die Residuen und den Signaturfaktor enthält.

[§] Hierbei wurde jeweils $\alpha'=1\ GeV^{-2}$ gesetzt und außerdem die Tatsache benützt, daß für $t= m^2_{\pi,\omega}$ der Wert von α durch den Spin von π bzw. ω gegeben ist.

Die Tatsache, daß bei Vorherrschen von K-Austausch die experimentelle t-Verteilung relativ breit ist, führt zu größeren Werten von $|t_{eff}|$ als beim π-Austausch und damit zu stärker negativen Exponenten. Damit kann die gleiche Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit dem Primärimpuls für die $K^*(892)$-Erzeugung in den Nichtladungsaustausch- und Ladungsaustauschreaktionen plausibel gemacht werden.

VI Absorptionsmodellrechnungen zur $K^{*}(892)$-Produktion

In diesem Abschnitt sollen die experimentellen Ergebnisse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte und die K^{*}-Dichtematrixelemente der Prozesse $KN \rightarrow K^{*}(892)N'$ im Impulsbereich von 2-12 GeV/c mit den Berechnungen des Absorptionsmodells von Dar, Watts und Weißkopf[59] verglichen werden. Dabei werden Daten der folgenden Reaktionen benützt:

$K^{+}p \rightarrow K^{*+}(892)p$ (9) $\quad$ $K^{-}p \rightarrow K^{*-}(892)p$ (11)

$K^{+}n \rightarrow K^{*+}(892)n$ (10) $\quad$ $K^{-}n \rightarrow K^{*-}(892)n$ (12)

$K^{+}n \rightarrow K^{*0}(892)p$ (13) $\quad$ $K^{-}p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$ (14)

Die verwendeten Daten sind den in den Tabellen 12-15,18 und 19 angegebenen Veröffentlichungen entnommen. In Abb.30 und 31 sind die experimentellen Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Dichtematrixelemente als Funktion von t für die Nichtladungsaustauschreaktionen am Proton (9) und (11) und in Abb. 33a und 33b für die entsprechenden Neutronreaktionen (10) und (12) wiedergegeben. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen den im Vergleich zu den Ladungsaustauschreaktionen schwächeren Abfall mit $|t|$, der für Vektoraustausch erwartet wird. Außerdem ist ein Minimum oder wenigstens ein Abflachen des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung zu beobachten. In den Daten der Ladungsaustauschreaktionen (13) und (14) sieht man die für π-Austausch erwartete stärkere Abnahme der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit zunehmendem $|t|$(Abb.32 und 33c). Eine Untersuchung der Dichtematrixelemente bestätigt, daß die Nichtladungsaustauschreaktionen (9) - (12) hauptsächlich über den Austausch natürlicher Paritäten (im wesentlichen ω) verlaufen und daß die Ladungsaustauschreaktionen (13) und (14) durch π-Austausch dominiert werden (vgl. auch Abschnitte IV.2.22,S.16 und IV.4.21,S.35). In den Ladungsaustauschreaktionen sprechen jedoch die relativ großen Werte von $\rho_{11}=\frac{1}{2}(1-\rho_{00})$ im gesamten t-Bereich (Abb.32,33c) dafür, daß nicht zu vernachlässigende Beiträge von Vektormesonaustauschprozessen auftreten, oder daß andere Reaktionsmechanismen (z.B.Absorption) vorliegen. Umgekehrt kann man für die Nichtladungsaustauschreaktionen (9)-(12) aus den von Null verschiedenen Werten von ρ_{00}(Abb.30,31,33a,33b) auf einen nicht verschwindenden Beitrag von π-Austausch schließen. Eine Betrachtung der Energieabhängigkeit der Werte von ρ_{00} zeigt eine Abnahme des π-Beitrags mit steigender Energie in allen Reaktionen (Abb.30-33).

VI.1 Das Absorptionsmodell

Ausgehend von der Tatsache, daß die Berechnungen des einfachen peripheren Modells zu große differentielle Wirkungsquerschnitte - vor allem bei hohen $|t|$ - liefern, führten Verbesserungsversuche zur Formulierung eines Absorptionsmodells durch Gottfried und Jackson[60]. Der wesentliche Gedanke dabei ist folgender: Bei hohen Energien sind viele verschiedene Endzustände möglich, d.h. es sind viele Reaktionskanäle offen. Die große Zahl der offenen Kanäle reduziert dann den Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines bestimmten Endzustands. Dieser Absorptionseffekt ist umso größer, je näher sich die Teilchen beim Stoß kommen, je kleiner also der Stoßparameter b ist, da dann wegen des höheren Impulsübertrags umso mehr offene Kanäle mit zur Konkurrenz zählen. Das bedeutet jedoch, daß große Impulsüberträge für einen speziellen Reaktionskanal stärker absorbiert werden. Das Modell liefert somit im Gegensatz zum einfachen peripheren Modell einen mit der experimentellen Daten eher vergleichbaren schnelleren Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts[60].

Der differentielle Wirkungsquerschnitt eines Prozesses $a+b \longrightarrow c+d$ lautet im einfachen peripheren Modell[61]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s k^2} \frac{1}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \sum_{\lambda} |\langle \lambda_c \lambda_d | B | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2 \quad .$$

Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, k der Impuls des einlaufenden Teilchens im Schwerpunktssystem der Reaktion und s_a und s_b sind die Spins der Teilchen im Anfangszustand. $\langle \lambda_c \lambda_d | B | \lambda_a \lambda_b \rangle$ ist das Übergangselement in der Bornschen Näherung vom Anfangszustand mit den Helizitäten λ_a und λ_b zum Endzustand mit den Helizitäten λ_c und λ_d. Führt man für das Matrixelement $\langle \lambda_c \lambda_d | B | \lambda_a \lambda_b \rangle$ eine Partialwellenzerlegung durch und geht dann zur Stoßparameterdarstellung über, so ergibt sich[60]:

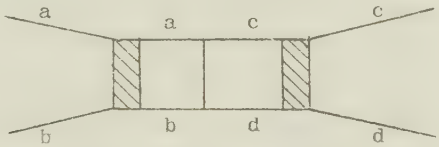
$$\langle \lambda_c \lambda_d | B | \lambda_a \lambda_b \rangle = \int_{x_{min}}^{\infty} x\,dx \langle \lambda_c \lambda_d | B(x) | \lambda_a \lambda_b \rangle \; J_n(2x \cdot \sin\tfrac{\Theta}{2})$$

Hier ist $x = j+\frac{1}{2} \approx kb$ (j=Drehimpuls), J_n die Besselfunktion erster Art der Ordnung $n = |\lambda_a - \lambda_b - \lambda_c + \lambda_d|$ und Θ der Streuwinkel im Schwerpunktssystem der Reaktion.

An dieser Stelle wird die Absorption durch eine Dämpfung η der Amplituden eingeführt, die besonders kleine Drehimpulse, d.h. klei-

ne Stoßparameter unterdrückt. Man ersetzt das Matrixelement für die Bornterme $\langle\lambda_c\lambda_d|B(x)|\lambda_a\lambda_b\rangle$ durch $\eta\langle\lambda_c\lambda_d|B(x)|\lambda_a\lambda_b\rangle$.

In dem Modell von Gottfried und Jackson[60] wird die Absorption als eine zusätzliche elastische Streuung im Anfangszustand (i) und im Endzustand (f) der durch ein Ein-Meson-Austauschmodell beschriebenen Reaktion a + b ⟶ c + d verstanden.



Auf Grund dieser Vorstellung wird folgende Abschneidefunktion vorgeschlagen:

$$\eta = e^{i\delta_{cd}(x)} \cdot e^{i\delta_{ab}(x)} \qquad (15)$$

$\delta_{ab}(x)$ und $\delta_{cd}(x)$ sind die komplexen Streuphasen der elastischen Anfangs- und Endzustandwechselwirkungen. Mit der Annahme, daß sich der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung annähernd durch eine Exponentialfunktion e^{At} beschreiben läßt, die durch den optischen Punkt geht (rein imaginäre Streuamplitude, d.h. Diffraktionsstreuung), erhält man

$$e^{2i\delta(x)} = 1 - Ce^{-\gamma x^2} = 1 - Ce^{-\gamma(j+\frac{1}{2})^2}$$

$$C = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi A} \leq 1 \quad , \quad \gamma = \frac{1}{2Ak^2} \; .$$

Dabei ist σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung von a an b bzw. von c an d. Mit $x = j+\frac{1}{2} \approx kb$ kann man diesen Dämpfungfaktor auch als Funktion des Stoßparameters b schreiben:

$$e^{2i\delta} = 1 - Ce^{-b^2/2A}$$

Die Werte für C_f und γ_f für die Streuung im Endzustand sind im allgemeinen experimentell nicht bekannt, da mindestens eines der auslaufenden Teilchen ein komplexeres System (K^*,N^*) darstellt. Man wählt deshalb häufig willkürlich $C_f=1$ und $\gamma_f=\frac{3}{4}\gamma_i$. Die Energieabhängigkeit der Absorption ist im wesentlichen durch σ_{tot} festgelegt, was dazu führt, daß es mit dieser Dämpfungsfunktion im Zusammenhang mit dem Borntermmodell nicht gelingt, den Energieverlauf der K^*-Produktion in den Reaktionen $kN \longrightarrow K^*(892)N'$ gut wiederzugeben[62].

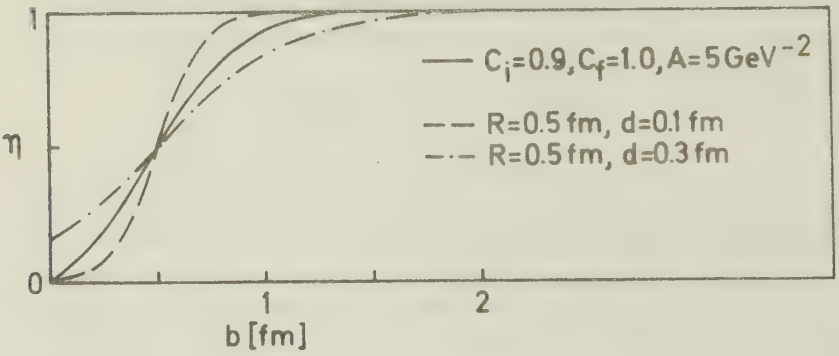
Diese Schwierigkeit umgeht ein von Dar, Hatte und Weinzopf vorge-

schlagenes modifiziertes Absorptionsmodell[58]. Der Unterschied gegenüber dem ursprünglichen Modell besteht in einer anderen Formulierung der Abschneidefunktion. Die Dämpfung $\eta(b)$ ist in der Formulierung dieses Modells nicht mehr durch die Parameter der elastischen Streuung im Anfangs- und Endzustand der Reaktion $a + b \rightarrow c + d$ festgelegt, sondern sie wird als frei zu bestimmende Funktion betrachtet. Für den Verlauf von η als Funktion des Stoßparameters b wird eine Wood-Saxon-Parametrisierung gewählt,

$$\eta(b) = \frac{1}{1 + e^{(R-b)/d}} \quad , \qquad (16)$$

wobei R als Radius und d als Dicke des durchlässigen Randes einer absorbierenden Scheibe verstanden werden können.

Als Beispiel ist der Verlauf von $\eta(b)$ für die Werte R=0.5 fm und d=0.1 bzw. 0.3 fm im folgenden Diagramm skizziert. Zusätzlich ist zum Vergleich mit dem Absorptionsmodell von Gottfried und Jackson die dort benützte Dämpfungsfunktion $\left[(1-C_i e^{-b^2/2A})\cdot(1-C_f e^{-b^2/2A})\right]^{1/2}$ für C_i=0.9, C_f=1.0 und A=5 GeV^{-2} angegeben.



Dadurch, daß die Parameter R und d als Funktion von s betrachtet werden, gelingt es, die Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte einer Reihe von $\pi^{\pm}$p-Reaktionen zu beschreiben[59]. Dabei wurde eine logarithmische Abhängigkeit der Parameter R und d von s festgestellt.

VI.2 Kopplungskonstanten

Allgemein kann man für den Austausch elementarer Mesonen und Vektormesonen für alle sechs Reaktionen (9)-(14) schreiben:

$$B_i = g_{K^*K\pi} G_{NN'\pi} (B^\pi + x_i B^V + y_i B^T) \qquad , \; i = 9\text{-}14.$$

Dabei ist B_i die Born-Amplitude der Reaktion i, die sich aus den Amplituden für Pion-Austausch (B^π) und für den Austausch von Vektormesonen mit Vektor- und Tensorkopplung am Nukleonvertex (B^V und B^T) zusammensetzt[§]. x und y sind entsprechend einer von Donohue eingeführten Schreibweise[63] die Produkte der Kopplungskonstanten für Vektoraustausch am K^*KV-Vertex (f_{K^*KV}) mit den Kopplungskonstanten für Vektorkopplung ($G^V_{NN'V}$) bzw. Tensorkopplung ($G^T_{NN'V}$) am NN'V-Vertex, bezogen auf die Stärke des π-Austausches ($g_{K^*K\pi} G_{NN'\pi}$)[§§]:

$$x = \frac{G^V_{NN'V}\, f_{K^*KV}}{G_{NN'\pi}\, g_{K^*K\pi}} \qquad , \qquad y = \frac{G^T_{NN'V}\, f_{K^*KV}}{G_{NN'\pi}\, g_{K^*K\pi}}$$

Wir wählen für die π^o-Kopplung am Nukleon- und Mesonvertex $G^2_{pp\pi^o}/4\pi = 14.6$ und $g^2_{K^{*+}K^+\pi^o}/4\pi = 0.834$ entsprechend einer K^*-Breite von 50 MeV[61].

In der folgenden Tabelle sind die in den einzelnen Reaktionen verwendeten Kopplungskonstanten bei Berücksichtigung von π-, ϱ- und ω-Austausch zusammengestellt.

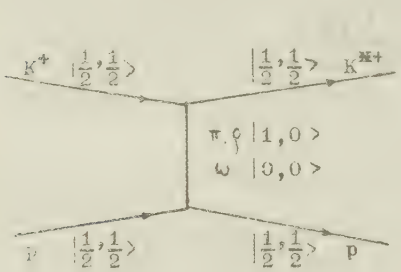
Tabelle 21

Reaktion	pseudoskalarer Austausch	Vektoraustausch x_i	Vektoraustausch y_i
(10) $K^+p \rightarrow K^{*+}p$	$\frac{g^2_{K^{*+}K^+\pi^o}}{4\pi} \frac{G^2_{pp\pi^o}}{4\pi} = 12.17$	$x_\varrho + x_\omega$	$y_\varrho + y_\omega$
(11) $K^+n \rightarrow K^{*+}n$	12.17	$x_\varrho - x_\omega$	$y_\varrho - y_\omega$
(12) $K^-p \rightarrow K^{*-}p$	12.17	$-(x_\varrho + x_\omega)$	$-(y_\varrho + y_\omega)$
(13) $K^-n \rightarrow K^{*-}n$	12.17	$-(x_\varrho - x_\omega)$	$-(y_\varrho - y_\omega)$
(14) $K^+n \rightarrow K^{*o}p$	$\frac{g^2_{K^{*o}K^+\pi^-}}{4\pi} \frac{G^2_{np\pi^-}}{4\pi} = 48.68$	x_ϱ	y_ϱ
(15) $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*o}n$	48.68	$-x_\varrho$	$-y_\varrho$

[§] Die Born-Amplituden für elementaren Pion- bzw. Vektormesonaustausch für die Streuung eines Pseudoskalars an einem Nukleon mit einem Vektormeson und einem Nukleon im Endzustand (z.B. $KN \rightarrow K^*N'$) sind in den Gleichungen (8) und (12) von Ref.61 zusammen mit ihrer Herleitung angegeben. In diesen Gleichungen sind die Formfaktoren $F_p(t) = F_V(t) = 1$ zu setzen.

[§§] Die Großen x und y sind mit den z.B. in Ref.62 benutzten Parametern ξ und η durch $x = 2\xi - \eta$, $y = \eta$ verknüpft.

Die relativen Vorzeichen der verschiedenen Beiträge erhält man aus Isospininvarianz und C-Parität an den beiden Vertices. Für Reaktion (9) z.B. erhält man bei der Zerlegung des Isospinzustands des ausgetauschten Teilchens in ein $K^{*}\bar{K}$-System bzw. in ein $p\bar{p}$-System die angegebenen Clebsch-Gordan-Koeffizienten:



	π	ϱ	ω
$K^{*}\bar{K}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$
$p\bar{p}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$

Entsprechendes gilt für Reaktion (10), wobei die Zerlegung des ω in ein $n\bar{n}$-System am Nukleonvertex ein entgegengesetztes Vorzeichen liefert. Auf Grund der Tatsache, daß die Mesonvertices in Reaktion (11) und (12) ladungskonjugiert zu denen in Reaktion (9) bzw. (10) sind, und wegen der negativen C-Parität von ϱ und ω ergeben sich die Kopplungskonstanten für die Vektormesonen in den Reaktionen (11) und (12) durch Umkehren der Vorzeichen aus denen der Reaktionen (9) und (10). Im Fall der Ladungsaustauschreaktionen (13) und (14) erhält man aus denselben Überlegungen eine doppelt so starke Kopplung von π und ϱ an den beiden Vertices und entsprechend gegenüber den Nichtladungsaustauschreaktionen einen vierfachen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. In der im nächsten Abschnitt beschriebenen Anpassung des Absorptionsmodells an die experimentellen Daten werden die Werte für x und y der jeweiligen Reaktion als freie Parameter mitvariiert.

VI.3 Bestimmung der Parameter des Absorptionsmodells

Wir wollen nun im Rahmen des Absorptionsmodells von Carr, Watts und Weißkopf[39] eine Beschreibung der [illegible]-Daten der Reaktionen (9) - (14) im Primärimpulsbereich von 1-12 GeV/c versuchen. Die Berechnungen wurden mit Hilfe des Eigenvalisierungsprogramms MINUIT[64] und des Programms ABSMOD[65] durchgeführt. Im Programm ABSMOD wurde anstelle der von Gottfried und Jackson vorgeschla-

nen Dämpfung (15) die Abschneidefunktion (16) einsetzt. Durch die Variation von R und d sollte eine gute Beschreibung der Energieabhängigkeit der Reaktionen $\ldots \to K^*(892)N'$ erreicht werden. Außerdem wurden - wie schon erwähnt - noch die Kopplungskonstanten der Vektormesonen freigelassen[8]. Bei der χ^2-Anpassung des Modells an die Verteilungen der differentiellen Wirkungquerschnitte und der Dichtematrixelemente für P-Wellenzerfall des $K^*(892)$ wurde für die Abschneideparameter R und d für die Reaktionen (9),(11),(13) und (14) eine quadratische und für die Reaktionen (10) und (12) eine lineare Parametrisierung in ln s gewählt:

$$R = \sum_{i=0}^{2(1)} \alpha_i \ln^i s \quad , \qquad d = \sum_{i=0}^{2(1)} \beta_i \ln^i s$$

Mit dieser quadratischen (linearen) Parametrisierung von R und d erhält man zusammen mit den Kopplungen x und y acht (sechs) freie Parameter.

Eine Voruntersuchung der Energieabhängigkeit von R und d hatte die angegebene Parametrisierung nahegelegt. In dieser Voruntersuchung wurden für jedes Experiment R und d einzeln bestimmt, wobei wir als Kopplungskonstanten die von Donohue für die Reaktionen $K^{\pm}p \to K^{*\pm}(892)p$ bei 3 GeV/c bestimmten Werte einsetzten[63]:

$$x_\rho = 0.2 \pm 0.2 \qquad y_\rho = 0.7 \pm 0.7$$
$$x_\omega = 2.0 \pm 0.4 \qquad y_\omega = 0.5 \pm 0.5$$

Die so gewonnenen Einzelwerte von R und d sind in Abb.34 eingetragen. Die lineare Parametrisierung von R und d für die Reaktionen (10) und (12) wurde nur gewählt, da für diese Reaktionen nur jeweils zwei Experimente zur Verfügung standen.

VI.4 Ergebnisse der Absorptionsmodellrechnungen

Das Ergebnis der χ^2-Anpassung des Absorptionsmodells an die experimentellen Verteilungen ist in Tabelle 22 für R und d und in Tabelle 23 für x und y zusammengefaßt. Bei der Anpassung für die Reaktion $K^+n \to K^{*0}(892)p$ sind die Verteilungen von $\rho_{1,-1}$ und $Re\rho_{10}$ bei der Berechnung von χ^2 nicht benutzt worden, da deren Verlauf vom Modell nicht wiedergegeben werden kann und deshalb deren Beitrag zu χ^2 keine für die Anpassung sinnvolle Information liefert.

---

[8] Die im Programm ABSMOD benutzten Größen λ und Y hängen mit x und y durch $x = \lambda(2-Y)$ und $y = \lambda Y$ zusammen[65].

Tabelle 22

rgebnisse für die Abschneideparameter R und d

$$R = \sum_{i=0}^{2} \alpha_i \ln^i s$$

$$d = \sum_{i=0}^{2} \beta_i \ln^i s$$

Reaktion	α_0	α_1	α_2	β_0	β_1	β_2	χ^2/Freiheitsgrade
$^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$	0.15 ± 0.01	-0.18 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.06 ± 0.03	-0.02 ± 0.01	0.035±0.004	320 / 303
$^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$	-1.01 ± 0.07	0.90 ± 0.03	-	-0.27 ± 0.04	0.25 ± 0.03	-	34 / 18
$^-p \rightarrow K^{*-}(892)p$	0.20 ± 0.02	-0.18 ± 0.02	0.22 ± 0.01	0.20 ± 0.02	-0.09 ± 0.01	0.043±0.004	238 / 237
$^-n \rightarrow K^{*-}(892)n$	-1.12 ± 0.04	0.94 ± 0.02	-	-0.37 ± 0.03	0.27 ± 0.02	-	51 / 37
$^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$	-0.09 ± 0.06	-0.032± 0.02	0.26 ± 0.01	0.14 ± 0.03	-0.13 ± 0.01	0.005±0.003	99 / 82
$^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)n$	0.30 ± 0.01	-0.29 ± 0.02	0.28 ± 0.01	-0.006± 0.016	0.12 ± 0.01	0.016±0.004	61 / 31

Tabelle 23

Die relativen Kopplungskonstanten für den Austausch von Vektormesonen

Reaktion	x	y
(9) $K^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$	2.225 ± 0.136	1.103 ± 0.110
(10) $K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$	-1.821 ± 0.314	-0.031 ± 0.154
(11) $K^-p \rightarrow K^{*-}(892)p$	-2.913 ± 0.174	-1.703 ± 0.136
(12) $K^-n \rightarrow K^{*-}(892)n$	2.041 ± 0.258	0.259 ± 0.126
(13) $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$	0.578 ± 0.080	0.134 ± 0.050
(14) $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$	-0.489 ± 0.114	-0.177 ± 0.066

In Abb.34 ist das Ergebnis für R und d als Funktion von s eingezeichnet. Die Berechnungen für den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Dichtematrixelemente als Funktion des Impulsübertrags sind in den Abb.30-33 für die einzelnen Reaktionen bei verschiedenen Impulsen eingetragen.
Man erhält für die Nichtladungsaustauschreaktionen (Abb.30,31,33a und 33b) eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Verteilungen; für die höheren Primärimpulse ist allerdings die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nicht mehr befriedigend. Hier fällt der π-Beitrag zu stark mit $|t|$ ab und der Vektoranteil ist nicht in der Lage, diese starke Abnahme des Wirkungsquerschnitts auszugleichen. Ähnliches gilt für die Ladungsaustauschreaktionen (Abb.32,33c), wobei hier allerdings in der Vorhersage des Modells ein zu hoher Beitrag des Vektoraustausches bei größeren Impulsüberträgen auftritt. Bezüglich der Dichtematrixelemente kann man für die Reaktion $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$ für Primärimpulse bis 5.5 GeV/c eine befriedigende Übereinstimmung feststellen, während das Modell die Ergebnisse der Experimente bei 10.1 und 11.2 GeV/c nicht gut beschreibt. Bei diesen Experimenten stellt sich auf Grund des gerade erwähnten zu hohen Beitrags des Vektoraustausches gegenüber dem pseudoskalaren Austausch bei größeren $|t|$ natürlich auch eine Diskrepanz zwischen den berechneten und den experimentellen Dichtematrixelementen ein.

Wie oben schon erwähnt, stimmt die Absorptionsmodellvoraussage für $\rho_{1,-1}$ und $Re\rho_{10}$ in der Reaktion $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$ nicht. Man beobachtet

für $\rho_{1,-1}$ Werte um oder unterhalb Null und erhält aus dem Absorptionsmodell einen ansteigenden, für alle t positiven Verlauf für $\rho_{1,-1}$. Ähnlich liegt die Schwierigkeit mit $\text{Re}\rho_{10}$, wofür das Modell ebenfalls einen von den experimentellen Daten wesentlich verschiedenen Verlauf voraussagt. Lediglich ρ_{00} wird gut wiedergegeben - mit der oben gemachten Einschränkung, daß bei größeren Primärimpulsen der Anteil des pseudoskalaren Austauschs zu stark mit zunehmendem |t| abnimmt (Abb.33c).

Als weiteres Ergebnis der Anpassung des Absorptionsmodells an die experimentellen Verteilungen erhalten wir die Werte

$$x = \frac{G^V_{ppV^0}\, f_{K^{*+}K^+V^0}}{G_{pp\omega^0}\, g_{K^{*+}K^+\omega^0}}, \qquad y = \frac{G^T_{pp\rho^0}\, f_{K^{*+}K^+V^0}}{G_{pp\rho^0}\, g_{K^{*+}K^+\rho^0}}$$

für die Vektormesonen ρ und ω. Aus den für die einzelnen Reaktionen ermittelten Werten von x und y, die in Tabelle 23 aufgeführt sind, und den in Tabelle 21, S.53 angegebenen Beiträgen von ρ- und ω-Meson zu x und y kann man die Größe dieser Beiträge bestimmen. Man erhält unter Berücksichtigung der Ergebnisse aller Reaktionen (9)-(14)

$$x_\rho = 0.48 \pm 0.06 \qquad y_\rho = 0.27 \pm 0.04$$
$$x_\omega = 2.10 \pm 0.10 \qquad y_\omega = 0.80 \pm 0.07$$
$$\chi^2 = 15.0 \qquad \chi^2 = 46.3 \text{ , } 4 \text{ Freiheitsgrade}$$

Da die absolute Größe der Wirkungquerschnitte für die Neutronreaktionen nicht genau bestimmt ist und da außerdem für die Nichtladungsaustauschreaktionen $K^{\pm}n \to K^{*\pm}(892)n$ nur je zwei Experimente vorliegen, bestimmten wir x_i und y_i $(i=\rho,\omega)$ auch für die Protonreaktionen allein. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit denen, die man erhält, wenn man die K^+n-Ladungsaustauschreaktion (13) mitberücksichtigt:

$$x_\rho = 0.55 \pm 0.07 \qquad y_\rho = 0.15 \pm 0.04$$
$$x_\omega = 1.94 \pm 0.13 \qquad y_\omega = 1.19 \pm 0.10$$
$$\chi^2 = 10.1 \qquad \chi^2 = 12.6 \text{ , } 2 \text{ Freiheitsgrade}$$

Man erhält gegenüber den aus allen Reaktionen (9)-(14) ermittelten Größen eine Änderung der Werte für die Tensorkopplung von ρ und ω. Das bedeutet jedoch, daß durch die geringe Zahl von Daten für die $K^{\pm}n$-Nichtladungsaustauschreaktionen, die auf Grund von Deuteriumeffekten auch ungenau sind, die Ergebnisse für die Tensor-

VII Zusammenfassung

In einem K^+d-Experiment mit einem Primärimpuls von 1,6 GeV/c wurden die Reaktionen $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ (1a), $K^+n \rightarrow K^0\pi^0p$ (2a), $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$ (3a) und $K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$ (3b) untersucht.

Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionen (1a)-(3b) und die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^*(892)$, $K^*(1420)$ und $\Delta(1236)$ in diesen Reaktionen wurden bestimmt. Aus den erhaltenen Werten für die K^*-Produktion konnte man schließen, daß in den Nichtladungsaustauschreaktionen (3a) und (3b) - ebenso wie in den entsprechenden Reaktionen mit einlaufenden K^-Mesonen - I=0 Austausch (ω) im Vergleich zum I=1 Austausch zur Erzeugung von $K^{*+}(892)$ relativ stärker beiträgt als zur Erzeugung von $K^{*+}(1420)$.

Für die $K^{*0}(892)$- und $K^{*0}(1420)$-Produktion in den Ladungsaustauschreaktionen $K^+n \rightarrow K^{*0}p$ und $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}n$ wurde die Abnahme des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit steigenden Impulsüberträgen $|t|$ im Primärimpulsbereich von 3-12 GeV/c untersucht. Hierbei wurden die zwei Parametrisierungen Ae^{at} im Intervall $0 \leq |t| \leq 0.3$ GeV^2 und $B_1e^{b_1t} + B_2e^{b_2t}$ ($b_1 > b_2$) im Intervall $0 \leq |t| \leq 2$ GeV^2 benützt. Es stellte sich heraus, daß die zweite Parametrisierung eine bessere Beschreibung des Verlaufs der t-Verteilungen lieferte als die üblicherweise verwendete erste. Das lag vor allem daran, daß der t-Bereich, in dem die Funktion Ae^{at} angepaßt wurde, gewöhnlich zu groß gewählt war.

Die Ergebnisse für die Dichtematrixelemente des $K^*(892)$ in den Reaktionen (1a)-(3b) und des $\Delta^{++}(1236)$ in Reaktion (3b) bestätigten, daß die $K^{*0}(892)$-Erzeugung hauptsächlich über den Austausch unnatürlicher Paritäten (π) erfolgt, während sowohl die $K^{*+}(892)$- als auch die $\Delta^{++}(1236)$-Produktion in den Nichtladungsaustauschreaktionen vom Austausch natürlicher Paritäten (ϱ,ω,f,A_2) dominiert werden. Die für den Zerfall des $K^+\pi^-$-Systems im $K^{*0}(892)$-Massenbereich gefundene Asymmetrie der polaren Zerfallswinkelverteilung ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente und scheint eine echte Eigenschaft des $K^+\pi^-$-Systems in diesem Massenbereich zu sein.

kopplung der Vektormesonen (vor allem des ω) ziemlich stark beeinflußt werden. Einer der in Abschnitt III erwähnten Deuteriumeffekte ist die Verringerung des Wirkungsquerschnitts für Reaktionen an gebundenen Nukleonen gegenüber Reaktionen an freien Nukleonen. Deshalb versuchten wir, durch eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$ um 10% z.B., diese Schlußfolgerung zu bestätigen. Während die Parameter α_i, β_i (i=0,1) und x praktisch unverändert blieben, erhielt man für $y=y_\varrho - y_\omega = -0.12$ statt y=-0.03, d.h. einen größeren Wert der Tensorkopplung des ω.

Man kann feststellen, daß in den betrachteten Reaktionen die Vektorkopplung für ϱ und ω stärker ist als die Tensorkopplung und daß das ω-Meson gegenüber dem ϱ einen größeren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert. Außerdem ist in den Nichtladungsaustauschreaktionen der Beitrag des ω größer als der des Pions.

Die Unterschiede zwischen den K^+n- und K^-p-Ladungsaustauschreaktionen im Verlauf der Dichtematrixelemente als Funktion von t werden durch ein Reggemodell, bei dem die Absorption in Form eines Regge-Schnitts eingeführt wird (SCRAM), gut wiedergegeben[16]. Dieses Modell ist aber nicht in der Lage, die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte befriedigend zu beschreiben. In Ref.16 wurde ein Eichfaktor für die Wirkungsquerschnitte einiger Experimente angepaßt, der zwischen 0.63 für kleinere und 1.88 für höhere Primärimpulse liegt.

Eine Betrachtung von $\rho_{00} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ für die $K^{*0}(892)$-Produktion in Reaktion (1a) im Jackson- und im Helizitätssystem ergab wesentliche Unterschiede gegenüber der entsprechenden K^-p-Ladungsaustauschreaktion. Für die Reaktion $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$ erhielt man in beiden Systemen eine vergleichbare Abnahme von $\rho_{00} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ mit zunehmendem $|t'|$. In der Reaktion $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$ wurde dagegen im Vergleich zum Helizitätssystem eine signifikant schwächere Abnahme von $\rho_{00} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ im Jackson-System gefunden. Die Steilheit von $\rho_{00} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ im Helizitätssystem war für beide Reaktionen vergleichbar.

Das $K^+\pi^-$-Massenspektrum der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ (1a) wurde daraufhin untersucht, ob außer den Resonanzen $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ noch weitere Resonanzen erzeugt werden. Es ergab sich kein Hinweis auf die Existenz eines K(1250) und keine zwingende Notwendigkeit für eine S-Wellenresonanz bei 1.37 GeV. Lediglich im $K^+\pi^-$-Massenbereich von 1.6-1.8 GeV konnte eine Anhäufung von Ereignissen deutlich gemacht werden, deren Interpretation jedoch nicht eindeutig ist.

In Reaktion (1a) wurde auch die Erzeugung von $K^{*0}(892)$ und $K^{*0}(1420)$ in Rückwärtsrichtung bezüglich des einlaufenden K-Mesons beobachtet. Die Wirkungsquerschnitte für die Rückwärtsproduktion betrugen für beide Resonanzen etwa 3% der Wirkungsquerschnitte für die Vorwärtsproduktion.

Aus einer Betrachtung der Impulsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{\pm}p \rightarrow K^0\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}n \rightarrow K^0\pi^{\pm}n$, $K^0p \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}p$, $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ und $K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$ im Impulsbereich von 2-14 GeV/c ergab sich für die Nichtladungsaustauschreaktionen (bezüglich des Nukleons) eine stärkere Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit steigendem Primärimpuls ($\sim p_{Lab}^{-1.7}$) als für die Ladungsaustauschreaktionen ($\sim p_{Lab}^{-1.2}$). Die Impulsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die $K^*(892)$-Produktion in diesen Reaktionen war ungefähr vergleichbar ($\sim p_{Lab}^{-1.7} - \sim p_{Lab}^{-2.2}$), wogegen man bei der Erzeugung von $K^*(1420)$ einen stärkeren Abfall der Wirkungsquerschnitte in den Ladungsaustauschreaktionen ($\sim p_{Lab}^{-2.1}$) gegenüber den Nichtladungsaustauschreaktionen ($\sim p_{Lab}^{-1.3}$) erhielt.

Eine Untersuchung der Wirkungsquerschnitte für die $K^*(892)$-Produktion in den Reaktionen $K^{\pm}n \to K^{*\pm}(892)p$ lieferte das der Voraussage eines einfachen Reggemodells widersprechende Ergebnis $\sigma(K^-n \to K^{*-}(892)p) > \sigma(K^+n \to K^{*+}(892)n)$ und bestätigte das in den entsprechenden ladungssymmetrischen Reaktionen gefundene Resultat $\sigma(\bar{K}^0p \to \bar{K}^{*0}(892)p) > \sigma(K^0p \to K^{*0}(892)p)$.

Abschließend wurde der Versuch unternommen, mit Hilfe des Absorptionsmodells von Dar, Watts und Weißkopf die Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Dichtematrixelemente des $K^*(892)$ in den Reaktionen $K^{\pm}p \to K^{*\pm}(892)p$, $K^{\pm}n \to K^{*\pm}(892)n$, $K^+n \to K^{*0}(892)p$ und $K^-p \to \bar{K}^{*0}(892)n$ zu beschreiben. Zur Untersuchung wurden Daten im Primärimpulsbereich von 2-12 GeV/c herangezogen. Dabei wurde für die Vektormesonen ϱ und ω das Produkt der Kopplungskonstanten am K^*KV-Vertex mit den Kopplungskonstanten für Vektor- und Tensorkopplung am $NN'V$-Vertex bestimmt. Die Ergebnisse der Absorptionsmodellrechnungen lieferten für die Nichtladungsaustauschreaktionen - außer für höhere Primärimpulse ab ungefähr 9 GeV/c - eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Verteilungen. Dasselbe galt für die Ladungsaustauschreaktionen mit der Ausnahme, daß für die Reaktion $K^+n \to K^{*0}(892)p$ der experimentelle Verlauf von $\varrho_{1,-1}$ und $\mathrm{Re}\varrho_{10}$ als Funktion des Impulsübertrags von diesem Modell nicht wiedergegeben werden konnte. Der Verlauf der $K^*(892)$-Dichtematrixelemente $\varrho_{1,-1}$ und $\mathrm{Re}\varrho_{10}$ als Funktion von t für die Reaktion $K^+n \to K^{*0}(892)p$ sowie die Unterschiede der $K^*(892)$-Produktion in den K^+n- und K^-p-Ladungsaustauschreaktionen, die sich vor allem in diesen beiden Dichtematrixelementen äußern, konnten bisher nur durch ein Reggemodell mit π-, ϱ- und A_2-Austausch unter Berücksichtigung eines absorptiven Regge-Schnitts beschrieben werden.

Anhang

A1 Zerfallswinkelverteilungen

(A1.a) $1^- \to 0^-0^-$ (mit Berücksichtigung der S-Welle)

$$W(\cos\theta,\phi) = \frac{1}{4\pi}\Big[1 + (\rho_{00}-\rho_{11})(3\cos^2\theta-1) - 3\rho_{1,-1}\sin^2\theta\cos2\phi - 3\sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin^2\theta\cos\phi + 2\sqrt{3}\,\mathrm{Re}\,\rho_{0s}\cos\theta - 2\sqrt{6}\,\mathrm{Re}\,\rho_{1s}\sin\theta\cos\phi\Big]$$

Dabei sind, wenn man die allgemeinere Schreibweise $\rho^{11'}_{mm'}$ (1,1'=Drehimpulse; m,m'=Spinkomponenten der Resonanz) für die Dichtematrixelemente benützt, unter ρ_{0s} und ρ_{1s} die Großen ρ^{10}_{00} und ρ^{10}_{10} verstanden. Die Winkelverteilung für reinen P-Wellenzerfall ergibt sich durch Nullsetzen der S-Welle unter Berücksichtigung von Spurρ = 1.

(A1.b) $2^+ \to 0^-0^-$

$$W(\cos\theta,\phi) = \frac{15}{16\pi}\Big\{3\rho_{00}(\cos^2\theta-\tfrac{1}{3})^2 + 4\rho_{11}\sin^2\theta\cos^2\theta + \rho_{22}\sin^4\theta - 2\cos\phi\sin2\theta\big[\mathrm{Re}\,\rho_{21}\sin^2\theta + \sqrt{6}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}(\cos^2\theta-\tfrac{1}{3})\big] - 2\cos2\phi\sin^2\theta\big[2\rho_{1,-1}\cos^2\theta - \sqrt{6}\,\mathrm{Re}\,\rho_{20}(\cos^2\theta-\tfrac{1}{3})\big] + 2\mathrm{Re}\,\rho_{2,-1}\cos3\phi\sin^2\theta\sin2\theta + \rho_{2,-2}\cos4\phi\sin^4\theta\Big\}$$

(A1.c) $3^- \to 0^-0^-$ $\quad x = \cos\theta$

$$W(\cos\theta) = \frac{7}{16}\Big[50x^6-60x^4+18x^2 + \rho_{11}(-175x^6+225x^4-69x^2+3) + \rho_{22}(-70x^6+60x^4-6x^2) + \rho_{33}(-105x^6+135x^4-51x^2+5)\Big]$$

(A1.d) $3/2^+ \to 1/2^+0^-$ (Notation: $\rho_{2m,2m'}$)

$$W(\cos\theta,\phi) = \frac{3}{4\pi}\Big[\frac{1}{6}(1+4\rho_{33}) + \frac{1}{2}(1-4\rho_{33})\cos^2\theta - \frac{2}{\sqrt{3}}\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}\sin^2\theta\cos2\phi - \frac{2}{\sqrt{3}}\mathrm{Re}\,\rho_{31}\sin2\theta\cos\phi\Big]$$

A2 Kugelfunktionen Y_m^l für $l \leq 6$ und $m \leq 2$

$$Y_0^0 = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \cdot 1$$

$$Y_0^1 = \cdot \sqrt{3}\cos\theta$$

$$Y_0^2 = \cdot \sqrt{5}\,\frac{1}{2}(3\cos^2\theta-1)$$

$$Y_0^3 = \cdot \sqrt{7}\,\frac{1}{2}(5\cos^3\theta-3\cos\theta)$$

$$Y_0^4 = \cdot \sqrt{9}\,\frac{1}{8}(35\cos^4\theta-30\cos^2\theta+3)$$

$$Y_0^5 = \cdot \sqrt{11}\,\frac{1}{8}(63\cos^5\theta-70\cos^3\theta+15\cos\theta)$$

$$Y_0^6 = \cdot \sqrt{13}\,\frac{1}{16}(231\cos^6\theta-315\cos^4\theta+105\cos^2\theta-5)$$

$$Y_1^1 = -\sqrt{\frac{1}{4\pi}}\sin\theta e^{i\phi} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}}$$

$$Y_1^2 = \cdot \sqrt{\frac{15}{2}}\cos\theta$$

$$Y_1^3 = \cdot \sqrt{21}\,\frac{1}{4}(5\cos^2\theta-1)$$

$$Y_1^4 = \cdot \sqrt{45}\,\frac{1}{4}(7\cos^3\theta-3\cos\theta)$$

$$Y_1^5 = \cdot \sqrt{\frac{165}{2}}\,\frac{1}{8}(21\cos^4\theta-14\cos^2\theta+1)$$

$$Y_1^6 = \cdot \sqrt{\frac{21}{26}}\,(33\cos^5\theta-30\cos^3\theta+5\cos\theta)$$

$$Y_2^2 = \sqrt{\frac{1}{4\pi}}\sin^2\theta e^{2i\phi} \cdot \sqrt{\frac{15}{8}}$$

$$Y_2^3 = \cdot \sqrt{\frac{105}{8}}\cos\theta$$

$$Y_2^4 = \cdot \sqrt{\frac{1}{10}}\,\frac{15}{4}(7\cos^2\theta-1)$$

$$Y_2^5 = \cdot \sqrt{\frac{77}{30}}\,\frac{15}{4}(3\cos^3\theta-\cos\theta)$$

$$Y_2^6 = \cdot \sqrt{\frac{91}{13}}\,\frac{15}{32}(33\cos^4\theta-18\cos^2\theta+1)$$

A3 Zusammenhang zwischen den Momenten $\langle Y_m^l \rangle$ und den Dichtematrixelementen $\rho_{nn'}^{jj'}$ unter Berücksichtigung von S-, P- und D-Welle.

$$S = \left[\rho_{oo}^{oo} + 2\rho_{11}^{11} + \rho_{oo}^{11} + 2\rho_{22}^{22} + 2\rho_{11}^{22} + \rho_{oo}^{22}\right] \cdot \sqrt{4\pi}$$

$$S\langle Y_o^1 \rangle = 2\rho_{oo}^{10} + 3.098\rho_{11}^{21} + 1.789\rho_{oo}^{12}$$

$$S\langle Y_1^1 \rangle = 2\rho_{01}^{01} - 0.894\rho_{01}^{21} + 1.549\rho_{01}^{12} + 2.19\rho_{12}^{12}$$

$$S\langle Y_o^2 \rangle = 0.894(\rho_{oo}^{11} - \rho_{11}^{11}) + 2\rho_{oo}^{20} + 0.639(\rho_{oo}^{22} + \rho_{11}^{22} - 2\rho_{22}^{22})$$

$$S\langle Y_1^2 \rangle = 1.549\rho_{01}^{11} + 2\rho_{01}^{02} + 0.639\rho_{01}^{22} + 1.565\rho_{12}^{22}$$

$$S\langle Y_2^2 \rangle = -1.095\rho_{-11}^{11} + 2\rho_{02}^{02} - 0.782\rho_{-11}^{22} - 1.278\rho_{02}^{22}$$

$$S\langle Y_o^3 \rangle = 1.757\rho_{oo}^{12} - 2.028\rho_{11}^{12}$$

$$S\langle Y_1^3 \rangle = 1.434\rho_{01}^{21} + 1.656\rho_{01}^{12} - 0.586\rho_{12}^{12}$$

$$S\langle Y_2^3 \rangle = 1.309\rho_{02}^{12} - 1.852\rho_{-11}^{12}$$

$$S\langle Y_3^3 \rangle = 2.268\rho_{-21}^{21}$$

$$S\langle Y_o^4 \rangle = 0.857\rho_{oo}^{22} - 1.143\rho_{11}^{22} + 0.286\rho_{22}^{22}$$

$$S\langle Y_1^4 \rangle = 1.565\rho_{01}^{22} - 0.639\rho_{12}^{22}$$

$$S\langle Y_2^4 \rangle = 1.107\rho_{02}^{22} - 0.904\rho_{-11}^{22}$$

$$S\langle Y_3^4 \rangle = 1.690\rho_{-21}^{22}$$

$$S\langle Y_4^4 \rangle = 1.195\rho_{-22}^{22}$$

Literaturverzeichnis

1) A.L.Grant, J.Lloyd, CERN/D.Ph.II/Beam 68-1 (1968)

2) THRESH,GRIND,SLICE, CERN-Programlibrary

3) H.Schneider, CERN-Programlibrary, Section GRIND

4) I.J.McGee, Phys. Rev. 151, 772 (1966)

5) R.J.Glauber, Phys. Rev. 100, 242 (1965)

6) K.Buchner, G.Dehm, G.Göbel, H.Hupe, T.Joldersma, I.S.Mittra, W.Wittek, J.M.Crispeels, J.Debaisieux, M.Delabaye, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, J.Naisse, G.Thill, A.Grant, V.P.Henri, B.Jongejans, U.Kundt, F.Muller, R.L.Sekulin, G.Wolf, Nucl. Phys. B9, 286 (1966)
K.Buchner, G.Dehm, W.Geist, G.Göbel, W.Wittek, G.Wolf, G.Charrière, W.Dunwoodie, A.Grant, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, F.Muller, J.Quinquard, P.Cornet, G.De Jongh, P.Dufour F.Grard, J.Milkin, S.Tavernier, R.Windmolders, Amsterdam International Conference on Elementary Particles (1971)

7) C.Fu, J.MacNaughton, G.H.Trilling, Nucl. Phys. B28, 528 (1971)

8) G.Bassompierre, Y.Goldschmidt -Clermont, A.Grant, V.P.Henri, B.Jongejans, U.Kundt, F.Muller, J.M.Perreau, H.Piotrowska, R.L.Sekulin, J.K.Tuominiemi, J.M.Crispeels, J.Debaisieux, G.De Jongh, M.Delabaye, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, J.Naisse, S.Tavernier, G.Thill, K.Buchner, G.Dehm, G.Göbel, H.Hupe, T.Joldersma, I.S.Mittra, W.Wittek, G.Wolf, Nucl. Phys. B16, 125 (1970)

9) J.D.Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964)

10) Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 43, No.2, Part II (1971)

11) G.Bassompierre, D.Drijard, Y.Goldschmidt-Clermont, A.Grant, V.P.Henri, B.Jongejans, D.Linglin, F.Muller, J.M.Perreau, L.Riddiford, I.Saitov, R.Sekulin, G.Wolf, W.De Baere, J.Debaisieux, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, Nucl. Phys. B13, 189 (1969)

12) M.Deutschmann, R.Honecker, P.Schmitz, R.Speth, R.Steinberg, A.Meyer, E.Rysek, M.Walter, A.Angelopoulos, J.R.Campbell, V.T.Cocconi, G.Kellner, W.Kittel, D.R.O.Morrison, D.Sotiriou, R.Stroynowski,J.B.Whittaker, M.J.Counihan, P.J.Dornan,

S.J.Goldsack, B.Buschbeck, M.Markytan, G.Otter, P.Schmid, Nucl. Phys. B36, 373 (1972)

13) D.Cords, D.D.Carmony, H.W.Clopp, A.F.Garfinkel, R.F.Holland, F.J.Loeffler, H.B.Mathis, L.K.Rangan, J.Erwin, R.L.Lander, D.E.Pellett, P.M.Yager, W.L.Yen, Phys. Rev. D4, 1974 (1971)

14) D.A.Lissauer, Thesis, UCRL-20644 (1971)

15) M.Aguilar-Benitez, V.E.Barnes, D.Bassano, R.L.Eisner, J.B.Kinson, N.P.Samios, Phys. Rev. Lett. 26, 466 (1971)

16) G.C.Fox, R.Engelmann, B.Musgrave, F.Schweingruber, H.Yuta, B.Formann, N.Gelfand, H.Schulz, Phys. Rev. D4, 2647 (1971)

17) F.Schweingruber, M.Derrick, T.Fields, D.Griffiths, L.G.Hyman, R.J.Jabbur, J.Loken, R.Ammar, R.E.P.Davis, W.Kropac, J.Mott, Phys. Rev. 166, 1317 (1968)

18) K.Buchner, G.Dehm, G.Göbel, H.Hupe, W.Wittek, G.Wolf, Y.Goldschmidt-Clermont, A.Grant, V.P.Henri, B.Jongejans, F.Muller, R.L.Sekulin, J.Debaisieux, G.De Jongh, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, S.Tavernier, G.Thill, R.Windmolders, Nucl. Phys. B29, 381 (1971)

19) W.De Baere, J.Debaisieux, E.De Wolf, P.Dufour, F.Grard, P.Herquet, J.Heughebaert, J.Naisse, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, G.Bassompierre, G.Charriere, D.Drijard, Y.Goldschmidt-Clermont, A.Grant, V.P.Henri, B.Jongejans, D.Linglin, F.Muller, J.M.Perreau, H.Piotrowska, J.K.Tuominiemi, G.Wolf, Nucl. Phys. B14, 425 (1969)

20) C.Fu, A.Firestone, G.Goldhaber, G.H.Trilling, Nucl. Phys. B18, 93 (1970)

21) R.Barloutaud, A.Leveque, C.Louedec, J.Meyer, P.Schlein, A.Verglas, J.Badier, M.Demoulin, J.Goldberg, B.P.Gregory, P.Krejbich, C.Pelletier, M.Ville, E.S.Gelsema, J.Hoogland, J.C.Kluyver, A.G.Tenner, Phys. Lett. 12, 352 (1964)

22) P.Eberhard, M.Pripstein, Phys. Rev. Lett. 10, 351 (1963)

23) W.Wittek, Dissertation, Universität München (1971)

24) K.Buchner, G.Dehm, G.Göbel, H.Hupe, F.Wagner, W.Wittek, G.Wolf, Nucl. Phys. B34, 292 (1971)

25) J.V.Beaupre, M.Deutschmann, H.Graessler, P.Schmitz, R.Speth, H.Böttcher, J.Kaltwasser, H.Kaufmann, S.Nowak, A.Angelopoulos,

K.W.J.Barnham, J.R.Campbell, V.T.Cocconi, P.F.Dalpiaz, J.D.Hansen, G.Kellner, W.Kittel, D.R.O.Morrison, Nucl. Phys. B28, 77 (1971)

26) A.Firestone, G.Goldhaber, D.Lissauer, Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970, UCRL-20076
W.P.Dodd, T.Joldersma, R.B.Palmer, N.P.Samios, Phys. Rev. 177, 1991 (1969)

27) A.Firestone, G.Goldhaber, D.Lissauer, Phys. Rev. Lett. 26, 1460 (1971)

28) D.D.Carmony, D.Cords, H.W.Clopp, A.F.Garfinkel, R.F.Holland, F.J.Loeffler, H.B.Mathis, L.K.Rangan, J.Erwin, R.L.Lander, D.E.Pellett, P.M.Yager, F.T.Meiere, W.L.Yen, Phys. Rev. Lett. 27, 1160 (1971)

29) A.Firestone, G.Goldhaber, D.Lissauer, G.H.Trilling, Phys. Lett. 36B, 513 (1971)

30) L.Van Hove, Nucl. Phys. B9, 331 (1969)

31) H.H.Bingham, W.M.Dunwoodie, D.Drijard, D.Linglin, Y.Goldschmidt-Clermont, F.Muller, T.Trippe, F.Grard, P.Herquet, J.Naisse, R.Windmolders, E.Colton, P.E.Schlein, W.E.Slater, CERN/D.Ph.II/Phys. 71-22 (1971)

32) W.De Baere, J.Debaisieux, E.De Wolf, P.Dufour, F.Grard, P.Herquet, J.Heughebaert, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, G.Bassompierre, G.Charrière, D.Drijard, W.Dunwoodie, A.Eskreys, A.Grant, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Jongejans, D.Linglin, F.Muller, H.Muirhead, J.M.Perreau, H.Piotrowska, I.Saitov, Z.Sekera, J.Tuominiemi, International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970

33) L.Stodolsky, J.J.Sakurai, Phys. Rev. Lett. 11, 90 (1963)

34) F.Bomse, S.Borenstein, J.Cole, D.Gillespie, R.Kraemer, G.Luste, I.Miller, E.Moses, A.Pevsner, R.Singh, R.Zdanis, Phys. Rev. 158, 1298 (1967)

35) S.Goldhaber, J.L.Brown, I.Butterworth, G.Goldhaber, A.A.Hirata, J.A.Kadyk, G.H.Trilling, Phys. Rev. Lett. 15, 737 (1965)

36) M.Ferro-Luzzi, R.George, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Jongejans, D.W.G.Leith, G.R.Lynch, F.Muller, J.M.Perreau, Nuovo Cim. 36, 1101 (1965)

37) Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Jongejans, A.Moisseev, F.Muller, J.M.Perreau, A.Prokes, V.Yarba, W.De Baere, J.Debaisieux, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, Nuovo Cim. 46A, 539 (1966)

38) W.De Baere, J.Debaisieux, P.Dufour, F.Grard, J.Heughebaert, L.Pape, P.Peeters, F.Verbeure, R.Windmolders, Y.Goldschmidt-Clermont, V.P.Henri, B.Jongejans, A.Moisseev, F.Muller, J.M.Perreau, A.Prodes, V.Yarba, Nuovo Cim. 51A, 401 (1967)

39) J.Mellema, Thesis, UCLA (1970)

40) V.Gordon Lind, G.Alexander, A.Firestone, C.Fu, G.Goldhaber, Nucl. Phys. B14, 1 (1969)

41) K.W.J.Barnham, D.C.Colley, M.Jobes, K.Pathak, L.Riddiford, P.M.Watkins, I.Griffiths, I.S.Hughes, I.McLaren, C.D.Proctor, R.M.Turnbull, Nucl.Phys. B28, 171 (1971)

42) J.C.Berlinghieri, M.S.Farber, T.Ferbel, B.E.Forman, A.C.Melissinos, P.F.Slattery, T.Yamanouchi, H.Yuta Nucl. Phys. B8, 333 (1968) und Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, CERN 68-7, Vol.II, 172 (1968)

43) J.H.Friedman, R.R.Ross, Phys. Rev. Lett. 16, 485 (1966)

44) J.R.Ficenec, H.A.Gordon, W.P.Trower, Phys. Rev. 175, 1725 (1968)

45) N.Haque, D.Scotter, B.Musgrave, W.M.Blair, A.L.Grant, I.S.Hughes, P.J.Negus, R.H.Turnbull, A.A.Z.Ahmad, S.Baker, L.Celnikier, S.Misbahuddin, H.J.Sherman, I.O.Skillicorn, A.R.Atherton, G.B.Chadwick, W.T.Davies, J.H.Field, P.M.D.Gray, D.E.Lawrence, J.G.Loken, L.Lyons, J.H.Mulvey, A.Oxley, C.A.Wilkinson, C.M.Fisher, E.Pickup, L.K.Rangan, J.M.Scarr, A.M.Segar, Phys. Lett. 14, 338 (1965)

46) Y.W.Kang, Phys. Rev. 176, 1587 (1968)

47) D.D.Carmony, H.W.Clopp, A.F.Garfinkel, L.J.Gutay, D.H.Miller, R.L.Eisner, Nucl. Phys. B12, 9 (1969)

48) D.C.Colley, W.P.Dodd, F.MacDonald, B.Musgrave, S.K.Tuli, W.Blair, R.Erskine, J.Gordon, I.Hughes, R.Turnbull, P.Chaudhuri, A.Eskreys, S.J.Goldsack, K.Paler, K.Sisterson, W.Blum, G.Dehm, N.Schmitz, W.Schrankel, J.Allison, W.W.M.Allison, A.D.Brody, D.H.Locke, L.Lyons, P.Finney, C.Fisher, L.K.Rangan, A.Segar, Nuovo Cim. 33A, 522 (1968)

49) M.Aderholz, M.Deutschmann, E.Keppel, G.Kraus, H.Weber, U.Gensch, G.Grote, S.Nowak, D.Pose, H.Böttcher, T.A.Byer, V.T.Cocconi, E.Flaminio, J.D.Hansen, G.Kellner, U.Kruse, J.Loskiewicz, M.Markytan, D.R.O.Morrison, N.C.Barford, D.P.Dallman, S.J.Goldsack, N.C.Mukherjee, W.Kittel, C.Kraft, D.Kuhn, G.Otter, I.Wacek, Nucl. Phys. B7,111 (1968)

50) G.Bakker, W.Hoogland, A.G.Tenner, S.A.De Wit, A.Minguzzi-Ranzi, P.Serra, D.Merrill, J.C.Scheuer, M.Laloum, A.Rouge, G.Alexander E.Hirsch, Nucl. Phys. B16, 53 (1970)

51) D.D.Carmony, R.L.Eisner, A.C.Ammann, A.F.Garfinkel, L.J.Gutay, D.M.Miller, L.K.Rangan, W.L.Yen, Purdue University, Preprint COO-1428-166 (1970)

52) A.Firestone, G.Goldhaber, D.Lissauer, G.H.Trilling, Preprint LBL-516 (1971)

53) M.Dickenson, S.Miyashita, D.Huwe, F.Ayer, L.Marshall, Phys. Lett. 23, 505 (1966)

54) A.Verglas, S.Focardi, A.Minguzzi-Ranzi, L.Monari, P.Serra, Nuovo Cim. 41A, 629 (1966)
G.Goldberg, E.Huffer, M.Laloum, G.Lamidey, A.Rouge, B.Haber G.Yekutieli, A.Rossi, P.Serra, G.Bakker, W.Hoogland, R.Barloutaud, J.C.Scheuer, Phys. Lett. 30B, 434 (1969)

55) B.D.Hyams, W.Koch, D.C.Potter, J.D.Wilson, L.von Lindern, E.Lorenz, G.Lütjens, U.Stierlin, P.Weilhammer, Nucl. Phys. B7, 1 (1968)

56) R.Barloutaud et al., Saclay-Ecole Polytechnique-RHEL-Kollaboration (1972)

57) A.D.Brody, W.B.Johnson, B.Kehoe, D.W.G.S.Leith, J.S.Loos, G.J.Luste, K.Moriyasu, B.C.Shen, W.M.Smart, F.C.Winkelmann, R.J.Yamartino, Stanford University Preprint, SLAC-PUB-823 (1970)

58) G.V.Dass, C.D.Frogatt, Nucl. Phys. B19, 611 (1970)

59) A.Dar, T.L.Watts, V.F.Weißkopf, Nucl. Phys. B13, 477 (1969)

60) K.Gottfried, J.D.Jackson, Nuovo Cim. 34, 735 (1964)

61) J.D.Jackson, H.Pilkuhn, Nuovo Cim. 33, 906 (1964)

62) J.D.Jackson, J.T.Donohue, K.Gottfried, R.Keyser, B.E.Y.Svensson, Phys. Rev. 139, B428 (1965)

63) J.T.Donohue, Phys. Rev. 163, 1549 (1967)

64) CERN-Programlibrary D 505

65) R.Keyser, CERN-DD/CO/66/3 (1966)

Verzeichnis der Abbildungen

1) Verteilungen der Winkel
   a) zwischen p_s und π^0 in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^0 p(p_s)$ und
   b) zwischen p_s und Neutron in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^+ n(p_s)$

2) a) Laborimpuls des langsameren Protons in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^- pp$
   b) Laborimpuls des Zuschauerprotons in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^+ n(p_s)$
   c) Laborimpuls des Zuschauerneutrons in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^+ p(n_s)$
   d) Verteilung der K^+n-Schwerpunktsenergie der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^- p(p_s)$

3) Dalitzdiagramm für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^- pp$. Die mittlere Kontur entspricht dem Mittelwert der K^+n-Schwerpunktsenergie von 3.13 GeV. Die innere und äußere Kontur mit den Energien 2.99 und 3.28 GeV entsprechen Targetneutronen, die sich mit einem Impuls von 100 MeV/c parallel bzw. antiparallel zum einlaufenden K^+ bewegen.

4) a) $K^+\pi^-$-Massenverteilung und
   b) $p\pi^-$-Massenverteilung für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^- p(p_s)$. Die eingezeichneten Kurven zeigen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Analyse der Bevölkerung des Dalitzdiagramms (Abschnitt IV.1).

5) Verteilungen der Impulsüberträge $|t_{K^+,K^+\pi^-}|$ und $|t'_{K^+,K^+\pi^-}|$ für die $K^{*0}(892)$- und $K^{*0}(1420)$-Massenbereiche der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^- p$. Die eingezeichneten Geraden sind das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung von $Ae^{at'}$ an die experimentellen Verteilungen (vgl. Tabelle 3).

6) Der Steigungsparameter a der Anpassung von $Ae^{at'}$ an die $|t'_{K^+,P^+}|$-Verteilung als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse in der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^- p$.

7) Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System in der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^- p$
   a) für den $K^{*0}(892)$-Massenbereich; die eingezeichneten Kurven geben die Anpassung mit S- und P-Wellenzerfall wieder (vgl. Tabelle 4a)
   b) für den $K^{*0}(1420)$-Massenbereich; die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassung nur für die D-Welle (vgl. Tabel-

le 7). Die Anpassung von $\sum_{n=0}^{4} a_n P_n(\cos\theta)$ an die polare Zerfallswinkelverteilung ist gestrichelt eingezeichnet (Abschnitt IV.2.22

8) Der Asymmetrieparameter (F-B)/(F+B) des $K^+\pi^-$-Systems der Reaktion $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ im Jackson-System

9) $\frac{d\sigma}{dt}$

c) $\sigma^+ \cdot \frac{d\sigma}{d|t|}$ ($\sigma^+ = \rho_{11} + \rho_{1,-1}$) für $K^{*0}(892)$ in der Reaktion [illegible] (vgl. Abschnitt IV.2.22). Die eingezeichneten Geraden sind das Ergebnis einer [illegible] $e^{at'}$ an die exponentiellen Verteilungen (vgl. Tabelle 6).

10) Die Momente $\langle Y_m^l \rangle$ ($l \leq 6$, $m \leq l$) der Zerfallswinkelverteilungen des $K^+\pi^-$-Systems in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
a) im Jackson-System und
b) im Helizitätssystem als Funktion der $K^+\pi^-$-Masse

11) Die unnormierten Momente $N\langle Y_0^l \rangle$ ($l \leq 6$, N=Zahl der Ereignisse im [illegible] in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$ im Jackson-System

12) [illegible] $K^+\pi^-$-Massenverteilungen für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$ mit verschiedenen Beschränkungen zu polaren Zerfallswinkel des $K^+\pi^-$-Systems im Jackson-System

13) Verteilungen des polaren Zerfallswinkels im Jackson-System für verschiedene $K^+\pi^-$-Massenintervalle im Bereich des [illegible] in der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$

14) $K^+\pi^-$-Massenverteilungen für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$ mit Beschränkung auf
a) Impulsüberträge $|t| > 0.2$ GeV^2,
b) polare Zerfallswinkel des $K^+\pi^-$-Systems im Jackson-System mit $\cos\theta > 0.7$
c) den ω-Bereich von 60^0 bis 120^0 (ω=Drehwinkel im longitudinalen Phasenraum) entsprechend K^+ in Vorwärts-, p und π^- in Rückwärtsrichtung und
d) den ω-Bereich von 60^0 bis 90^0

15) a) Verteilung des Cosinus des polaren Zerfallswinkels des $K^+\pi^-$-Systems im Jackson-System gegen die $K^+\pi^-$-Masse für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
b) Verteilung des polaren Zerfallswinkels im Jackson-System

für drei 100 MeV-Intervalle der $K^+\pi^-$-Masse zwischen 1.6 und 1.9 GeV

c) Verteilung des polaren Zerfallswinkels im Jackson-System für den Bereich [illegible] ist das Ergebnis einer χ^2-Anpassung eines P-Wellenzerfalls des $K^+\pi^-$-Systems im Bereich $\cos\theta<0$.

16) Verteilung des Drehwinkels ω im longitudinalen Phasenraum der Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
   a) für alle Ereignisse der Reaktion und
   b) für drei $K^+\pi^-$-Massenbereiche

17) Verteilung der $K^+\pi^-$-Masse gegen den Drehwinkel ω für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$

18) a) Chew-Lowdiagramm ($M^2(K^+\pi^-)$ gegen $|t_{K^+,K^+\pi^-}|$) für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$. Die eingezeichnete Kontur entspricht einer K^+n-Schwerpunktsenergie von 3.13 GeV.
   b) $K^+\pi^-$-Massenverteilung für die Rückwärtsproduktion des $K^+\pi^-$-Systems. Schwarz eingezeichnet sind diejenigen Ereignisse, für die zwei verschiedene Anpassungen an die Reaktionshypothese erhalten wurden.

19) $|u_{K^+,p}|$-Verteilung und Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für die $K^{*0}(892)$- und $K^{*0}(1420)$-Massenbereiche bei Rückwärtsproduktion des $K^+\pi^-$-Systems

20) a) Dalitzdiagramm für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0pp$. Die eingezeichnete Kontur entspricht einer K^+n-Schwerpunktsenergie von 3.13 GeV.
   b) $K^0\pi^0$- und $p\pi^0$-Massenverteilung für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0p(p_s)$

21) a) $|t_{K^+,K^0\pi^0}|$-Verteilung für den $K^{*0}(892)$-Massenbereich der Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0p(p_s)$. Die eingezeichnete Gerade ist das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung von $Ae^{at'}$ an die experimentelle Verteilung (vgl. Abschnitt IV.3.2).
   b) Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für den $K^{*0}(892)$-Massenbereich der Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^0p(p_s)$. Die eingezeichneten Kurven stellen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung für S- und P-Wellenzerfall dar (vgl. Tabelle 8).

22) a) Dalitzdiagramm für die Reaktion $K^+d \rightarrow K^0\pi^+n(p_s)$. Die eingezeichnete Kontur entspricht einer K^+n-Schwerpunktsener-

gie von 3.13 GeV.

b) $K^0\pi^+$- und $n\pi^+$-Massenverteilung für die Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+n(p_s)$. Die eingezeichneten Kurven zeigen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Analyse der Bevölkerung des Dalitzdiagramms (Abschnitt IV.1).

23) a) $|t'_{K^+,K^0\pi^+}|$-Verteilung für den $K^{*+}(892)$-Massenbereich der Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+n(p_s)$. Die eingezeichnete Gerade ist das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung von $Ae^{at'}$ an die experimentelle Verteilung (vgl. Tabelle 10).

b) Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für den $K^{*+}(892)$-Massenbereich der Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+n(p_s)$. Die eingezeichneten Kurven stellen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung für S- und P-Wellenzerfall dar (vgl. Tabelle 9).

24) a) Dalitzdiagramm für die Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+p(n_s)$. Die eingezeichnete Kontur entspricht einer K^+p-Schwerpunktsenergie von 3.13 GeV.

b) $K^0\pi^+$- und $p\pi^+$-Massenverteilung für die Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+p(n_s)$. Die eingezeichneten Kurven zeigen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Analyse der Bevölkerung des Dalitzdiagramms (Abschnitt IV.1).

25) a) $|t'_{K^+,K^0\pi^+}|$- und $|t'_{p,p\pi^+}|$-Verteilungen für die $K^{*+}(892)$- bzw. $\Delta^{++}(1236)$-Massenbereiche der Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+p(n_s)$. Die eingezeichneten Geraden sind die Ergebnisse von Maximum Likelihood-Anpassungen von $Ae^{at'}$ an die experimentellen Verteilungen (vgl. Tabelle 10).

b) Zerfallswinkelverteilungen im Jackson-System für die $K^{*+}(892)$- und $\Delta^{++}(1236)$-Massenbereiche der Reaktion $K^+d \to K^0\pi^+p(n_s)$. Die eingezeichneten Kurven stellen das Ergebnis einer Maximum Likelihood-Anpassung für P-Wellenzerfall der Resonanzen dar (vgl. Tabelle 11a,b).

26) Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^+{}^n_p \to K^0\pi^+{}^n_p$, $K^+{}^n_p \to K^{*+}(892)^n_p$ und $K^+{}^n_p \to K^{*+}(1420)^n_p$ als Funktion des Primärimpulses. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^{*+}(892)$ und $K^{*+}(1420)$ sind auf alle Zerfälle dieser Resonanzen korrigiert. Die eingezeichneten Geraden sind die Ergebnisse von χ^2-Anpassungen von Ap^{-n}_{Lab} an die experimentellen Daten (vgl. Tabelle 20).

27) Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^-{}^n_p \to \bar{K}^0\pi^-{}^n_p$, $K^-{}^n_p \to K^{*-}(892)^n_p$ und $K^-{}^n_p \to K^{*-}(1420)^n_p$ als Funktion des Primärimpulses. Die

Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^{*-}(892)$ und $K^{*-}(1420)$ sind auf alle Zerfälle dieser Resonanzen korrigiert. Die eingezeichneten Geraden sind die Ergebnisse von χ^2-Anpassungen von Ap_{Lab}^{-n} an die experimentellen Daten (vgl. Tabelle 20).

28) Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^0p \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}p$, $K^{\pm}n \rightarrow K^0\pi^{\pm}n$, $K^0p \rightarrow K^{*0}(892)p$ und $K^{\pm}n \rightarrow K^{*\pm}(892)n$ als Funktion des Primärimpulses. Die Wirkungsquerschnitte für die $K^*(892)$-Produktion sind auf alle Zerfälle dieser Resonanz korrigiert. Die eingezeichneten Geraden sind Ergebnisse von χ^2-Anpassungen von Ap_{Lab}^{-n} an die experimentellen Daten (vgl. Tabelle 20).

29) Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$, $K^-p \rightarrow K^-\pi^+n$, $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$, $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$, $K^+n \rightarrow K^{*0}(1420)p$ und $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(1420)n$ als Funktion des Primärimpulses. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $K^*(892)$ und $K^*(1420)$ sind auf alle Zerfälle dieser Resonanzen korrigiert. Die eingezeichneten Geraden sind die Ergebnisse von χ^2-Anpassungen von Ap_{Lab}^{-n} an die experimentellen Daten (vgl. Tabelle 20).

30) Differentielle Wirkungsquerschnitte und Dichtematrixelemente im Jackson-System als Funktion von t für die Reaktion $K^+p \rightarrow K^{*+}(892)p$ im Primärimpulsbereich von 2.26-12.7 GeV/c. Eingezeichnet sind die Voraussagen des in Abschnitt VI diskutierten Absorptionsmodells. Mit * sind die Daten dieses Experiments bezeichnet.

31) Differentielle Wirkungsquerschnitte und Dichtematrixelemente im Jackson-System als Funktion von t für die Reaktion $K^-p \rightarrow K^{*-}(892)p$ im Primärimpulsbereich von 2.1-10.1 GeV/c. Eingezeichnet sind die Voraussagen des in Abschnitt VI diskutierten Absorptionsmodells.

32) Differentielle Wirkungsquerschnitte und Dichtematrixelemente im Jackson-System als Funktion von t für die Reaktion $K^-p \rightarrow \overline{K}^{*0}(892)n$ im Primärimpulsbereich von 2.65-11.2 GeV/c. Eingezeichnet sind die Voraussagen des in Abschnitt VI diskutierten Absorptionsmodells. Die mit * bezeichneten Dichtematrixelemente wurden aus den kombinierten Daten der Experimente bei 3.9 und 4.6 GeV/c gewonnen. Die eingezeichneten Kurven wurden für ein gewichtetes Mittel von 4.13 GeV/c berechnet.

33) Differentielle Wirkungsquerschnitte und Dichtematrixelemente im Jackson-System als Funktion von t für die Reaktionen

a) $K^+n \rightarrow K^{*+}(892)n$ für die Primärimpulse 3.0 und 4.6 GeV/c,
b) $K^-n \rightarrow K^{*-}(892)n$ für die Primärimpulse 3.0 und 4.48 GeV/c,
c) $K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$ im Primärimpulsbereich von 2.3-9.1 GeV/c.
Eingezeichnet sind die Voraussagen des in Abschnitt VI diskutierten Absorptionsmodells.

34) Abhängigkeit der Parameter R und d von s für die Reaktionen $KN \rightarrow K^*(892)N'$ (vgl. Abschnitt VI.3 und Tabelle 21)

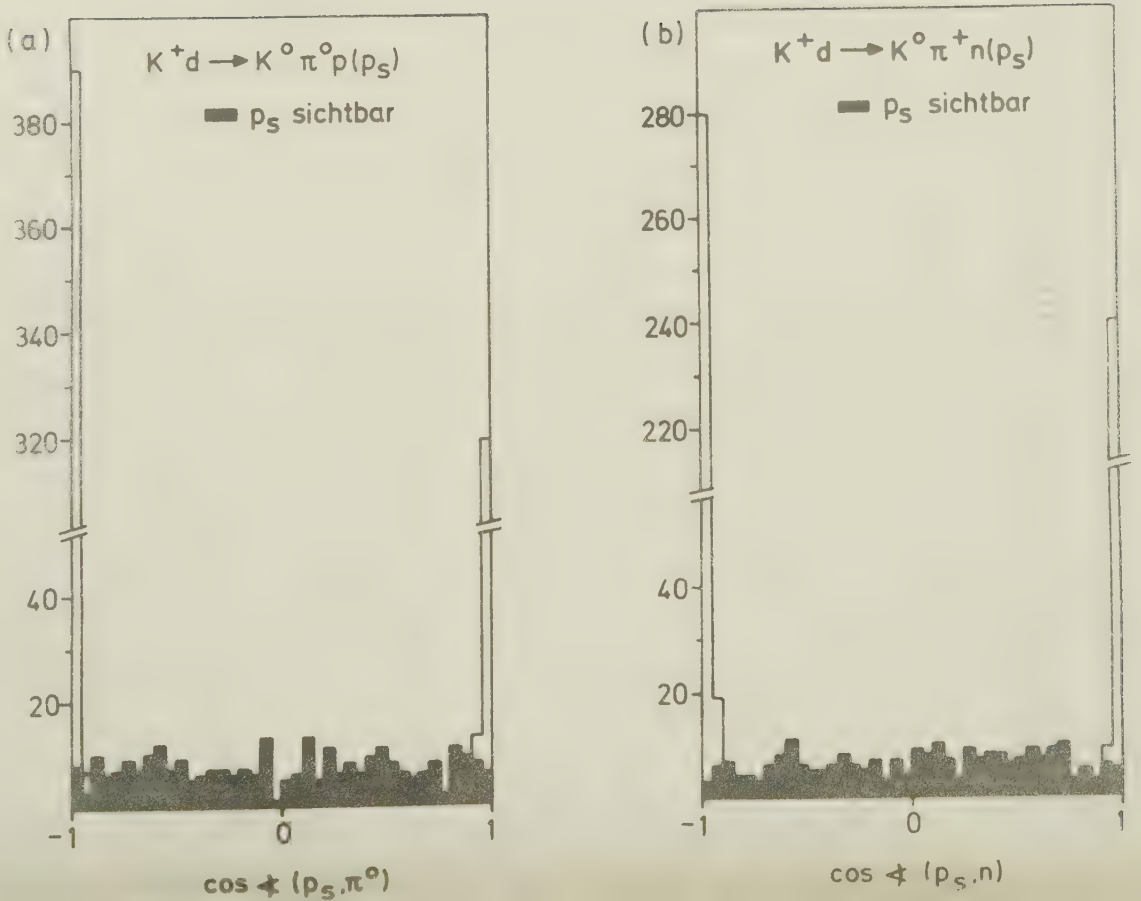

(a)
$K^+d \rightarrow K^\circ\pi^\circ p(p_s)$
p_s sichtbar
380
360
340
320
40
20
-1
0
1
$\cos \sphericalangle (p_s,\pi^\circ)$
(b)
$K^+d \rightarrow K^\circ\pi^+ n(p_s)$
p_s sichtbar
280
260
240
220
40
20
-1
0
1
$\cos \sphericalangle (p_s,n)$

Abb.

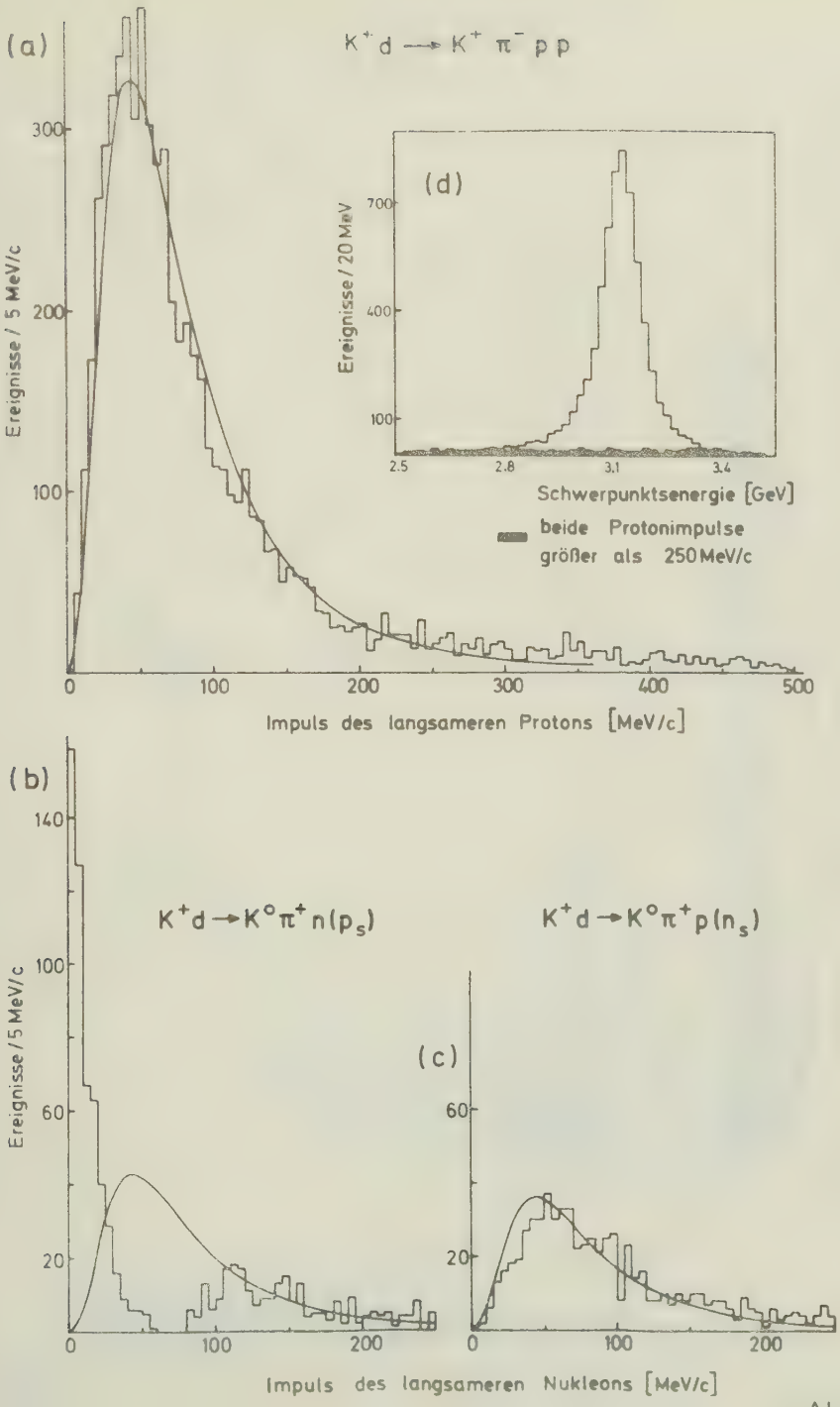

(a)
$K^+ d \longrightarrow K^+ \pi^- p p$
Ereignisse / 5 MeV/c
300
200
100
0
100
200
300
400
500
Impuls des langsameren Protons [MeV/c]
(d)
Ereignisse / 20 MeV
700
400
100
2.5
2.8
3.1
3.4
Schwerpunktsenergie [GeV]
beide Protonimpulse
größer als 250 MeV/c
(b)
$K^+ d \rightarrow K^0 \pi^+ n(p_s)$
$K^+ d \rightarrow K^0 \pi^+ p(n_s)$
Ereignisse / 5 MeV/c
140
100
60
20
(c)
60
20
0
100
200
Impuls des langsameren Nukleons [MeV/c]

Abb. 2

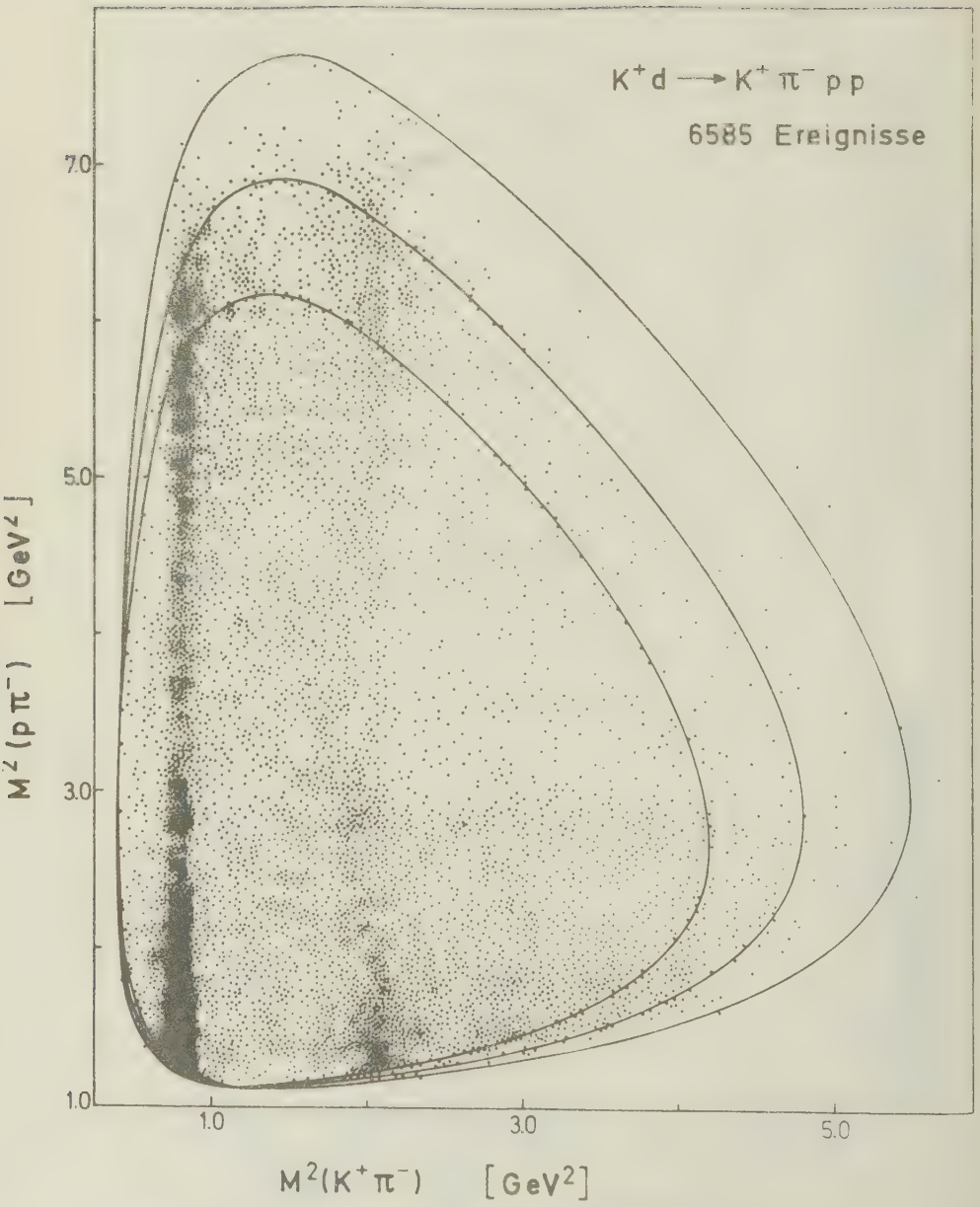

$K^+d \longrightarrow K^+\pi^-pp$
6585 Ereignisse
7.0
5.0
3.0
1.0
$M^2(p\pi^-)$ [GeV^2]
1.0
3.0
5.0
$M^2(K^+\pi^-)$ [GeV^2]

Abb.3

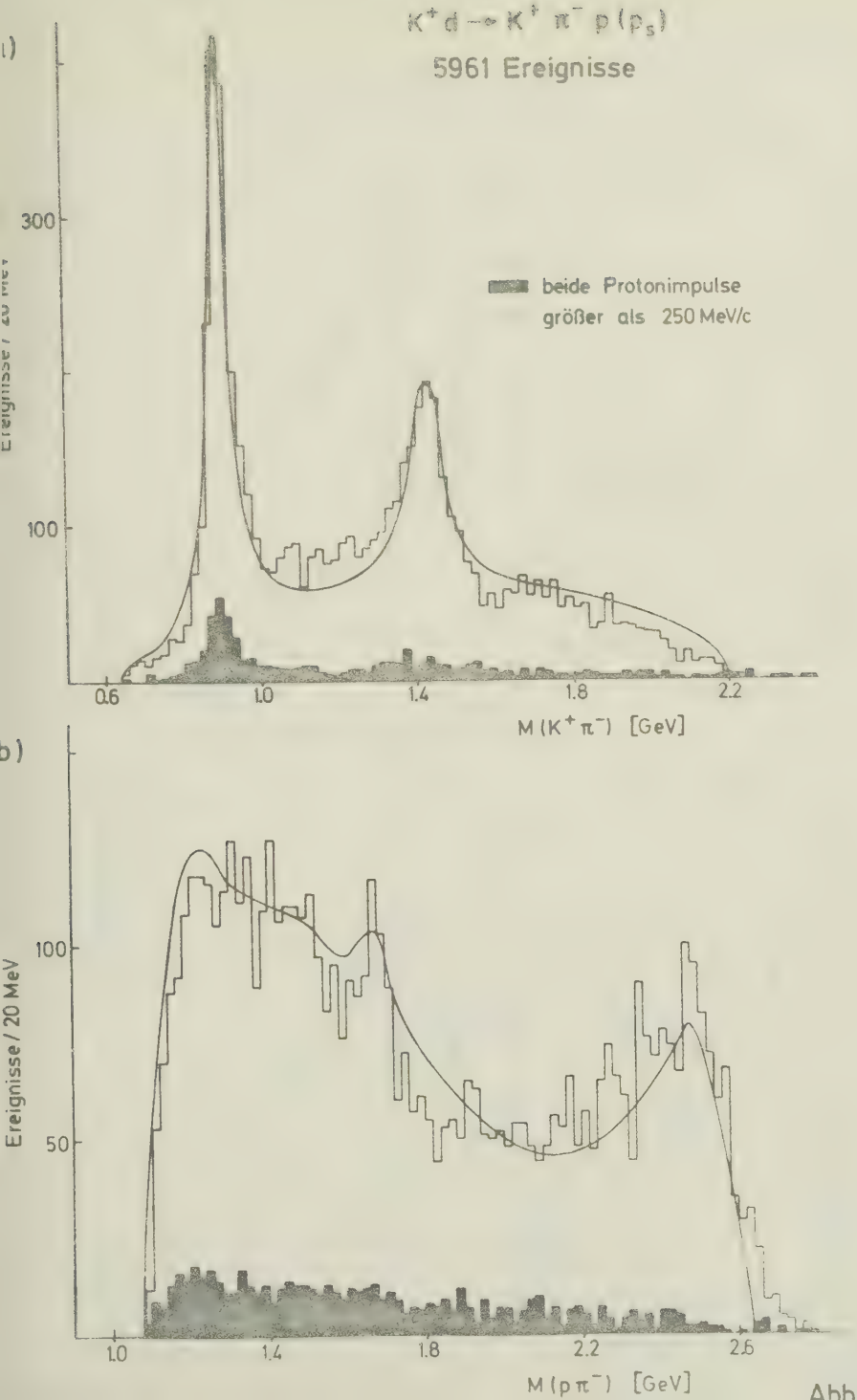

a)
$K^+ d \to K^+ \pi^- p\,(p_s)$
5961 Ereignisse
300
100
beide Protonimpulse
größer als 250 MeV/c
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
$M(K^+\pi^-)$ [GeV]
b)
100
50
Ereignisse / 20 MeV
1.0
1.4
1.8
2.2
2.6
$M(p\pi^-)$ [GeV]

Abb.4

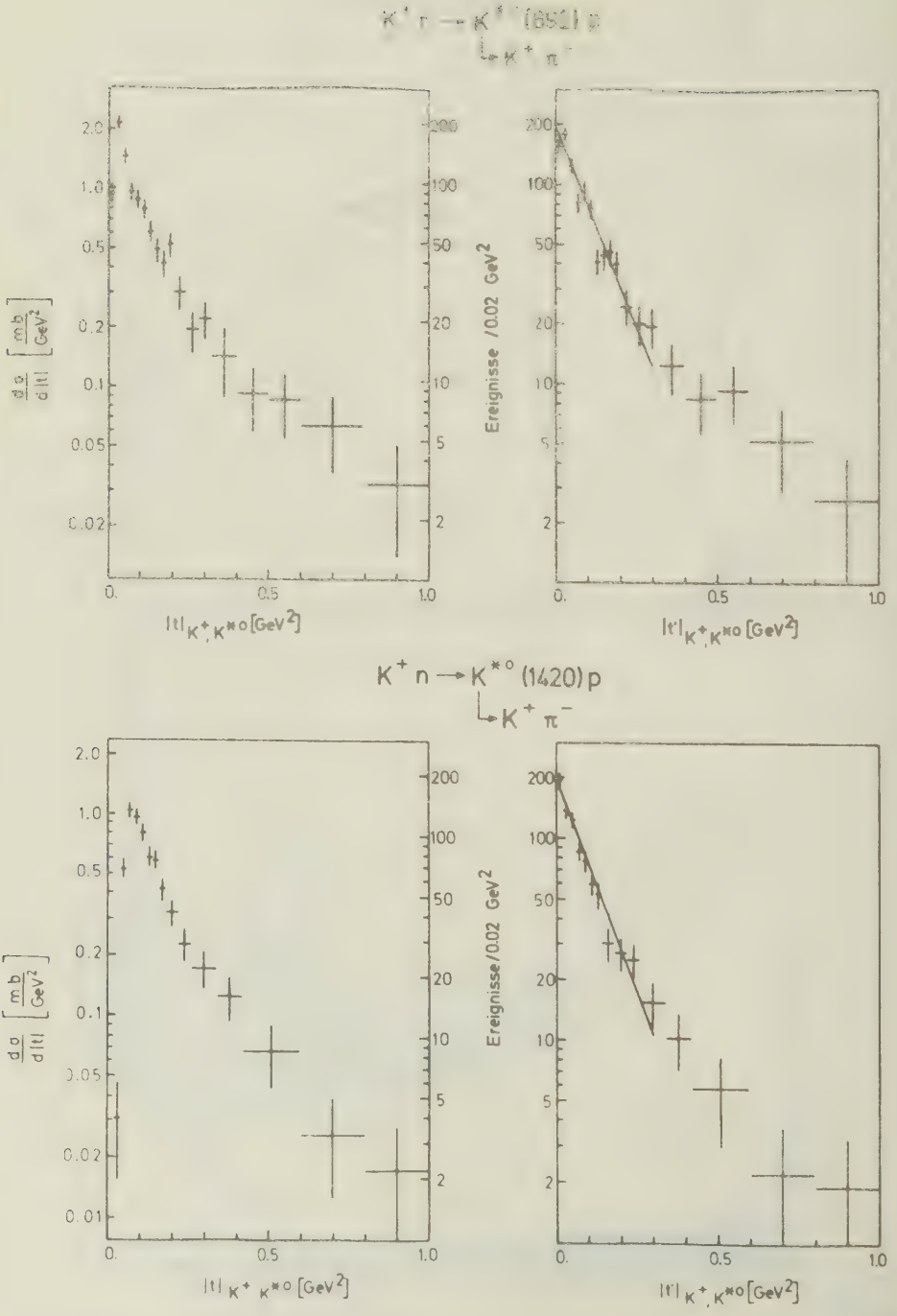

K⁺ n → K*⁰ (1420) p
↳ K⁺ π⁻
dσ/d|t| [mb/GeV²]
Ereignisse /0.02 GeV²
|t|K⁺,K*⁰ [GeV²]
|t'|K⁺,K*⁰ [GeV²]

Abb.5

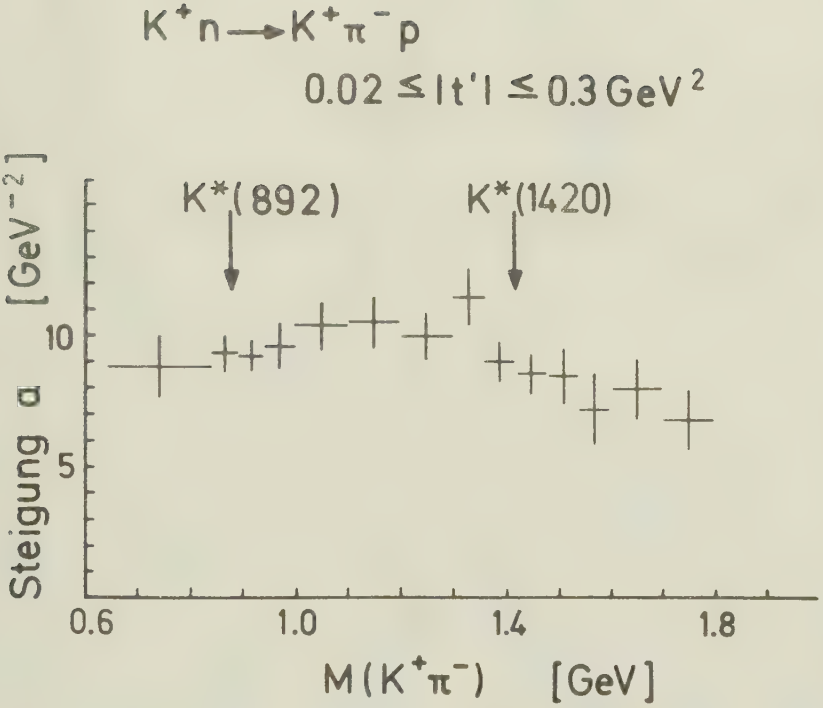

$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$
$0.02 \leq |t'| \leq 0.3\,GeV^2$
K*(892)
K*(1420)
Steigung a [GeV^{-2}]
10
5
0.6
1.0
1.4
1.8
M($K^+\pi^-$) [GeV]

Abb.6

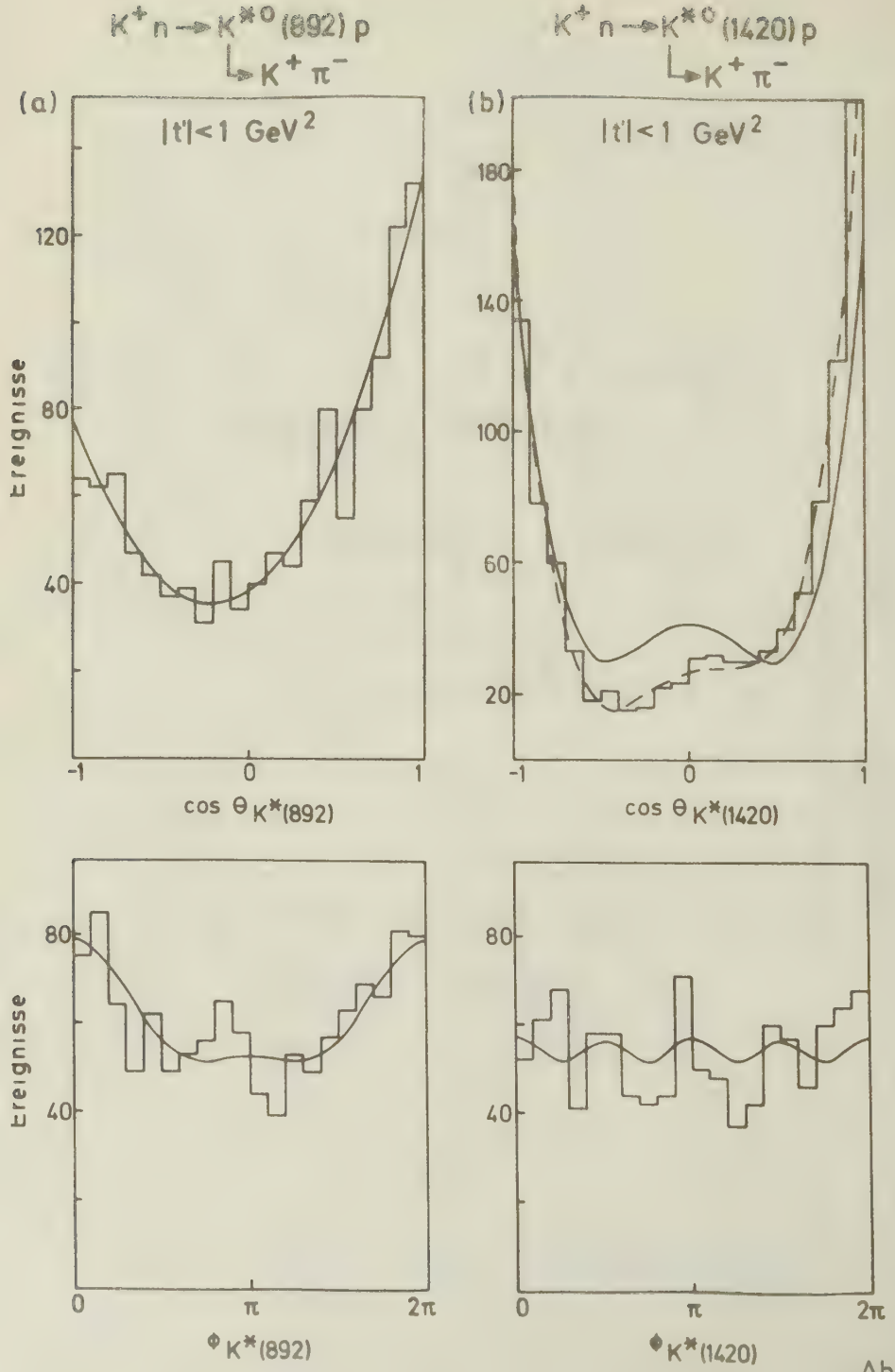

$K^+ n \to K^{*0}(892)\, p$
$\hookrightarrow K^+ \pi^-$
(a)
$|t'|<1$ GeV^2
Ereignisse
120
80
40
-1
0
1
cos $\Theta_{K^*(892)}$
$K^+ n \to K^{*0}(1420)\, p$
$\hookrightarrow K^+ \pi^-$
(b)
$|t'|<1$ GeV^2
180
140
100
60
20
-1
0
1
cos $\Theta_{K^*(1420)}$
Ereignisse
80
40
0
π
2π
$\Phi_{K^*(892)}$
80
40
0
π
2π
$\Phi_{K^*(1420)}$

Abb.7

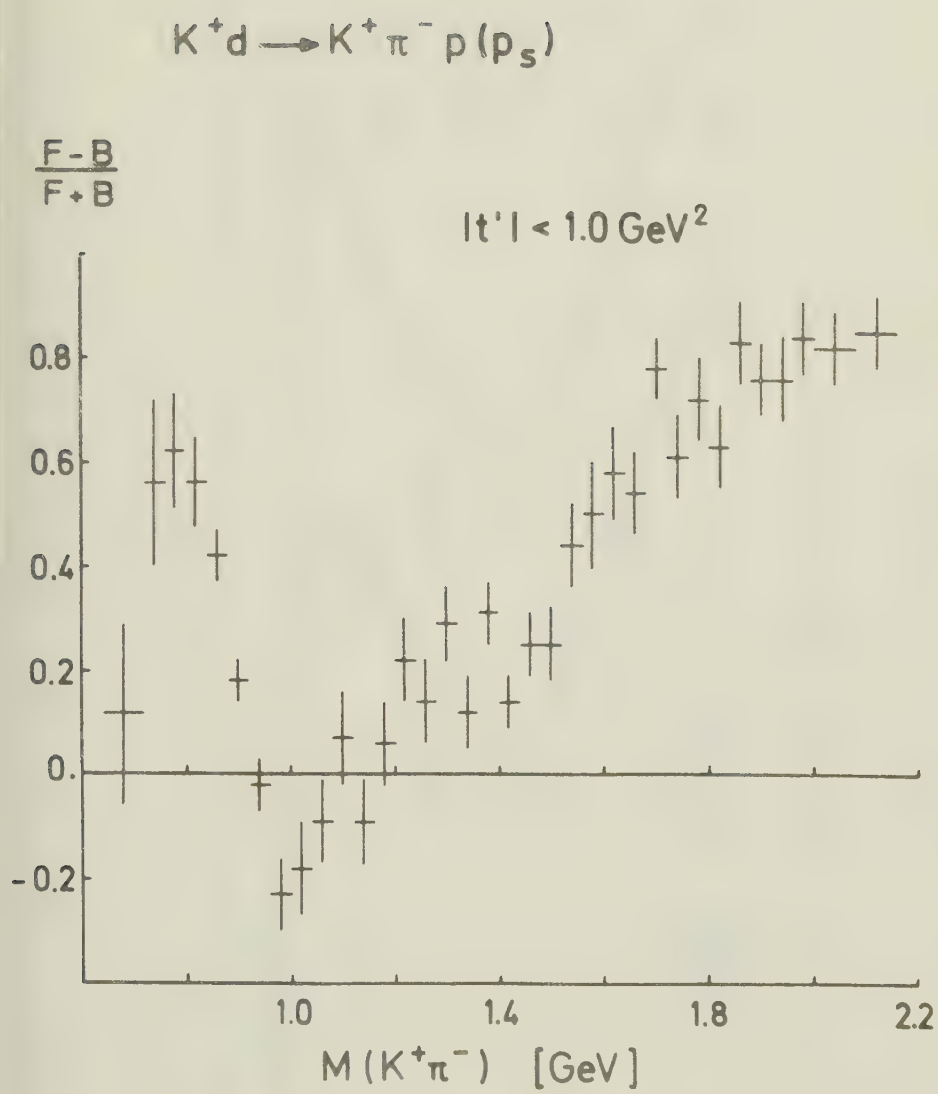

$K^+d \longrightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
$\frac{F-B}{F+B}$
$|t'| < 1.0\ GeV^2$
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
-0.2
1.0
1.4
1.8
2.2
$M(K^+\pi^-)$ [GeV]

Abb.8

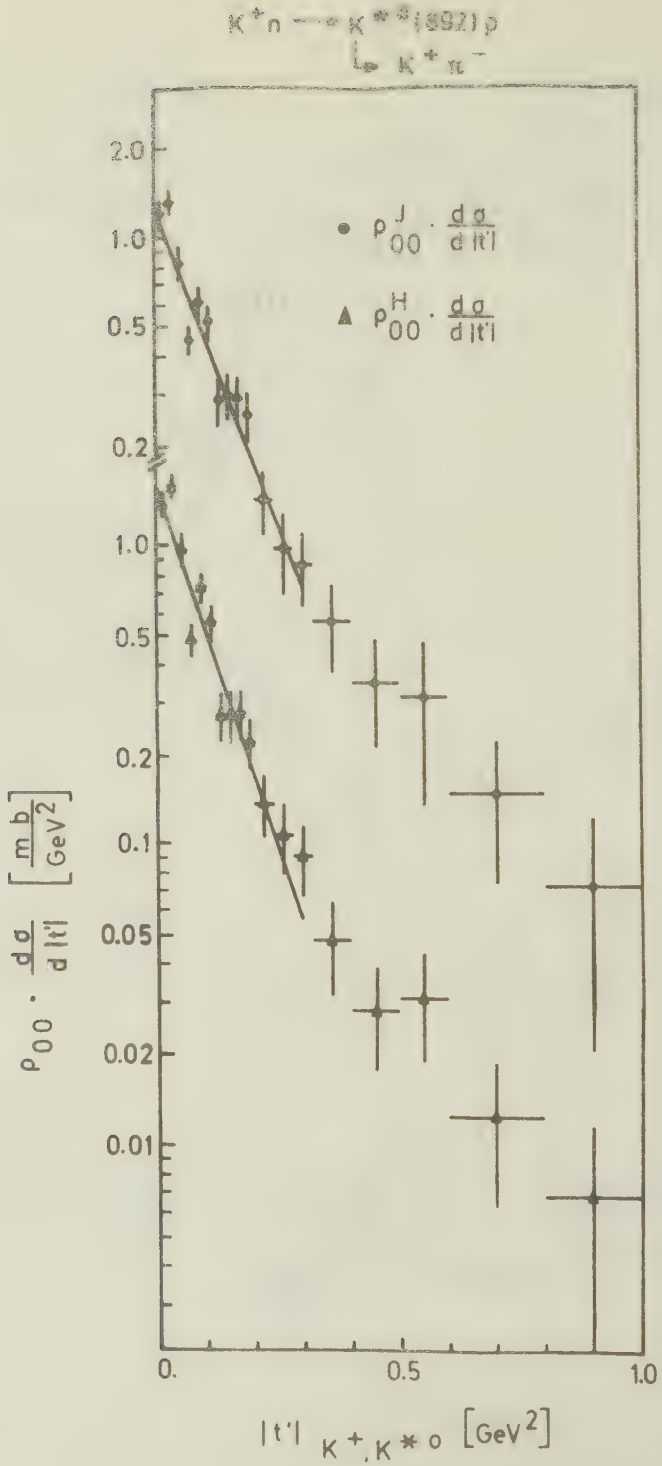

$K^+n \to K^{*0}(892)p$
$\hookrightarrow K^+\pi^-$
$\rho_{00}^J \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\rho_{00}^H \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\rho_{00} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ $\left[\frac{mb}{GeV^2}\right]$
2.0
1.0
0.5
0.2
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
0.
0.5
1.0
$|t'|_{K^+,K^{*0}}$ $[GeV^2]$

Abb.9a

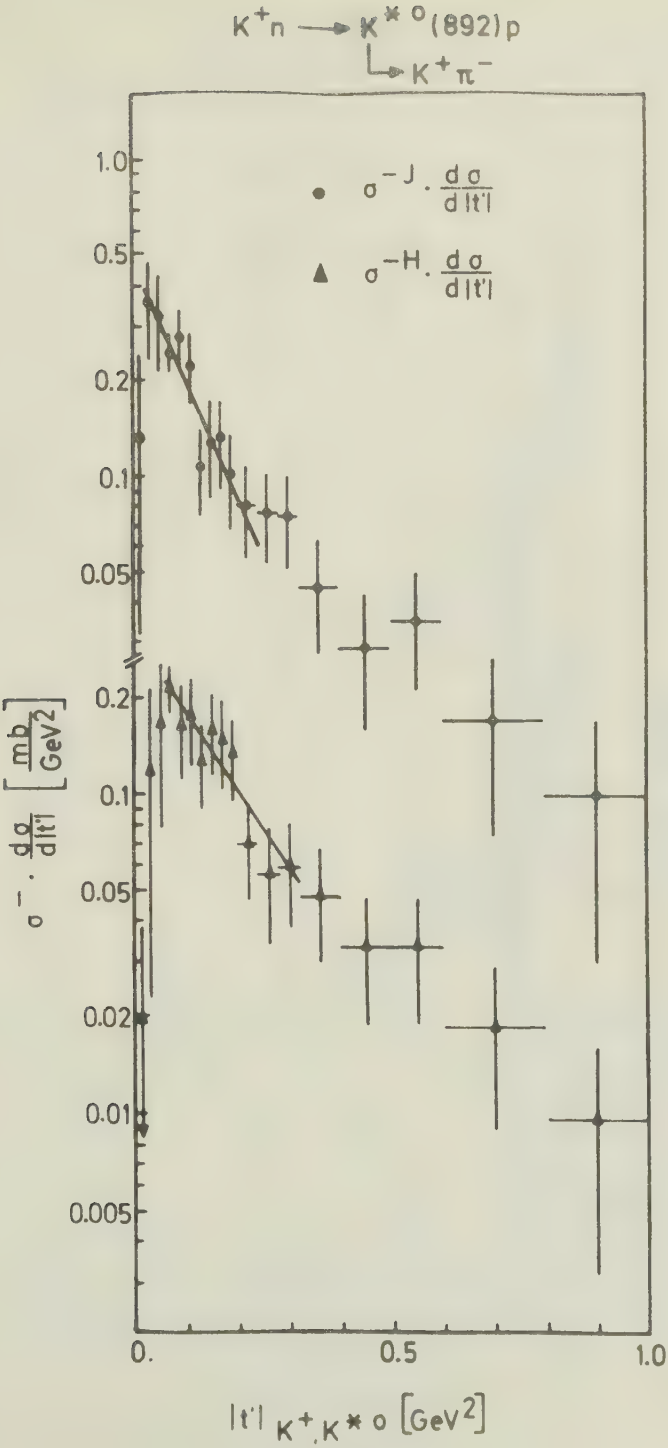

$K^+n \rightarrow K^{*0}(892)p$
$\hookrightarrow K^+\pi^-$
$\sigma^{-J} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\sigma^{-H} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\sigma^- \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$ [$\frac{mb}{GeV^2}$]
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
0.005
0.
0.5
1.0
$|t'|_{K^+,K^{*0}}$ [GeV^2]

Abb.9b

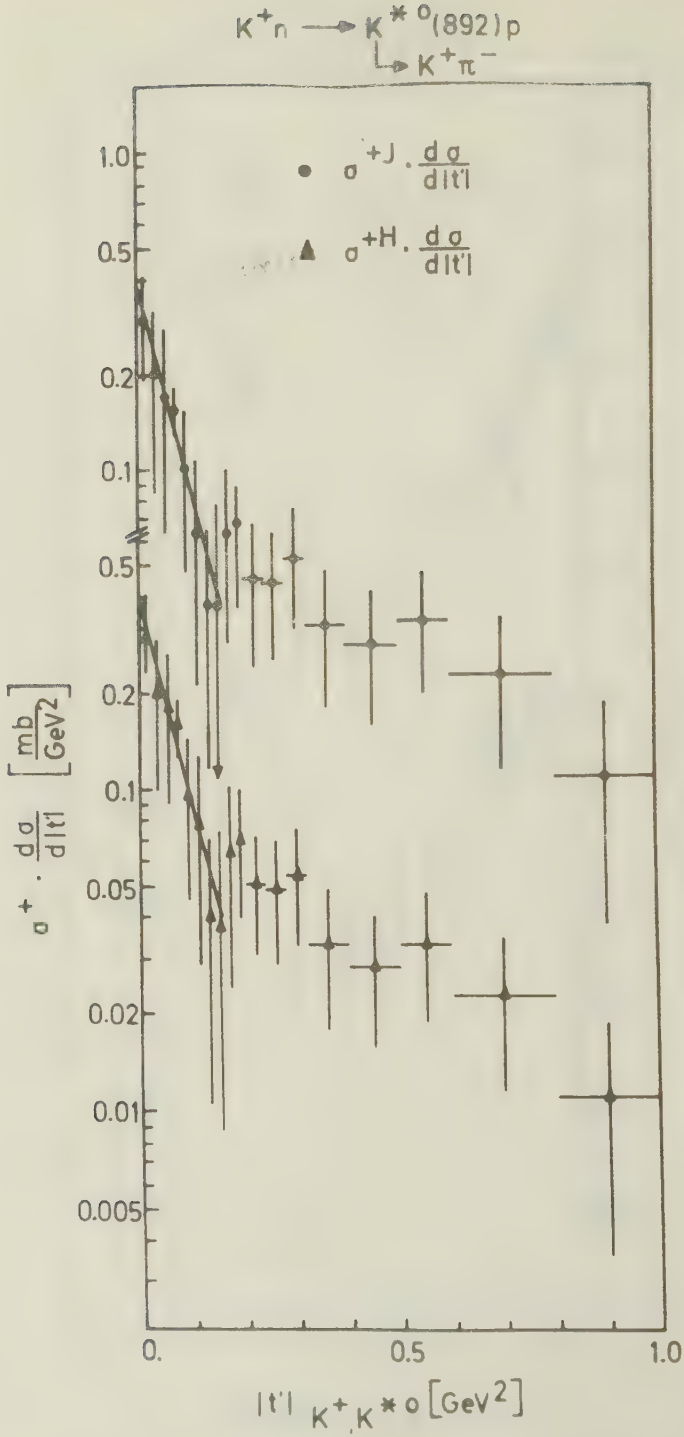

$K^+n \longrightarrow K^{*0}(892)p$
$\hookrightarrow K^+\pi^-$
$\sigma^{+J} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\sigma^{+H} \cdot \frac{d\sigma}{d|t'|}$
$\sigma^+ \cdot \frac{d\sigma}{d|t|}$ $\left[\frac{mb}{GeV^2}\right]$
1.0
0.5
0.2
0.1
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
0.005
0.
0.5
1.0
$|t'|_{K^+,K^{*0}}$ $[GeV^2]$

Abb.9c

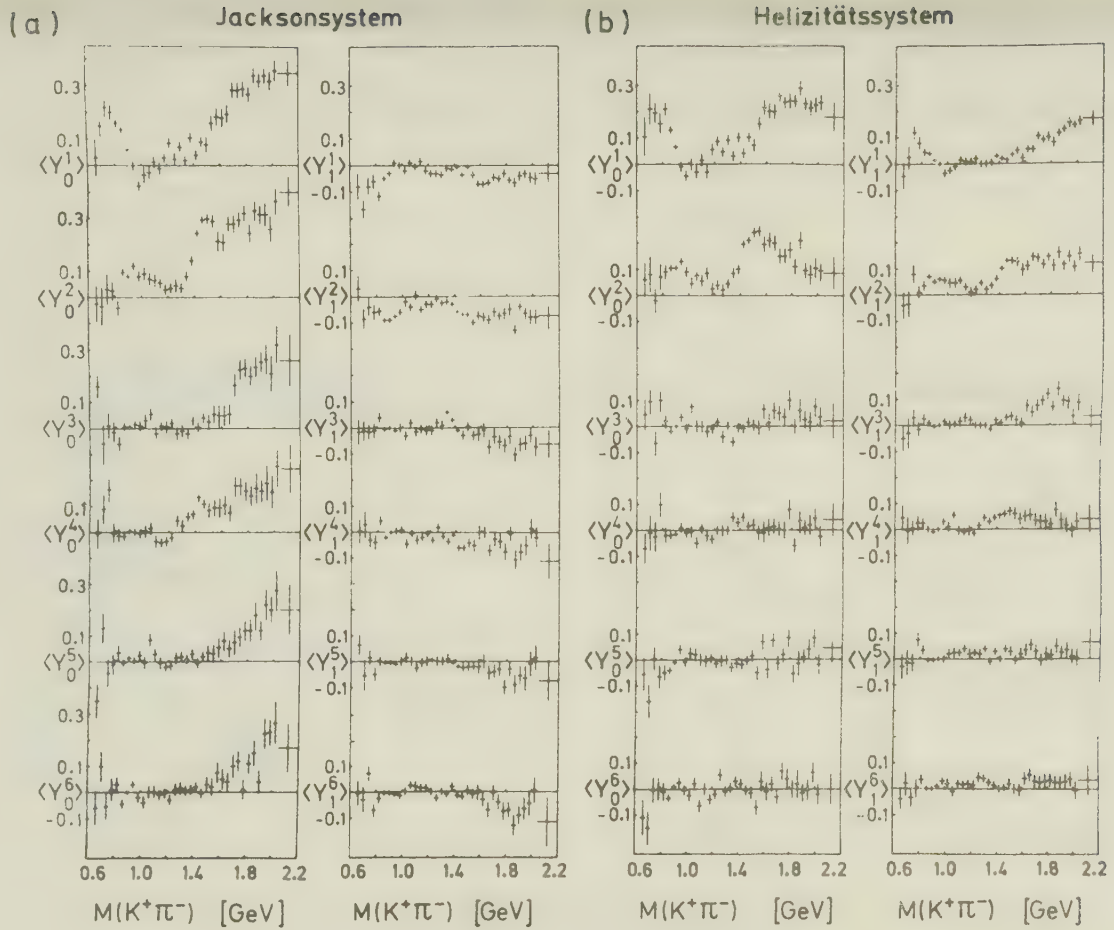

(a) Jacksonsystem
(b) Helizitätssystem
$\langle Y_0^1 \rangle$
$\langle Y_1^1 \rangle$
$\langle Y_0^2 \rangle$
$\langle Y_1^2 \rangle$
$\langle Y_0^3 \rangle$
$\langle Y_1^3 \rangle$
$\langle Y_0^4 \rangle$
$\langle Y_1^4 \rangle$
$\langle Y_0^5 \rangle$
$\langle Y_1^5 \rangle$
$\langle Y_0^6 \rangle$
$\langle Y_1^6 \rangle$
0.3
0.1
-0.1
0.6 1.0 1.4 1.8 2.2
M(K⁺π⁻) [GeV]

Abb.10

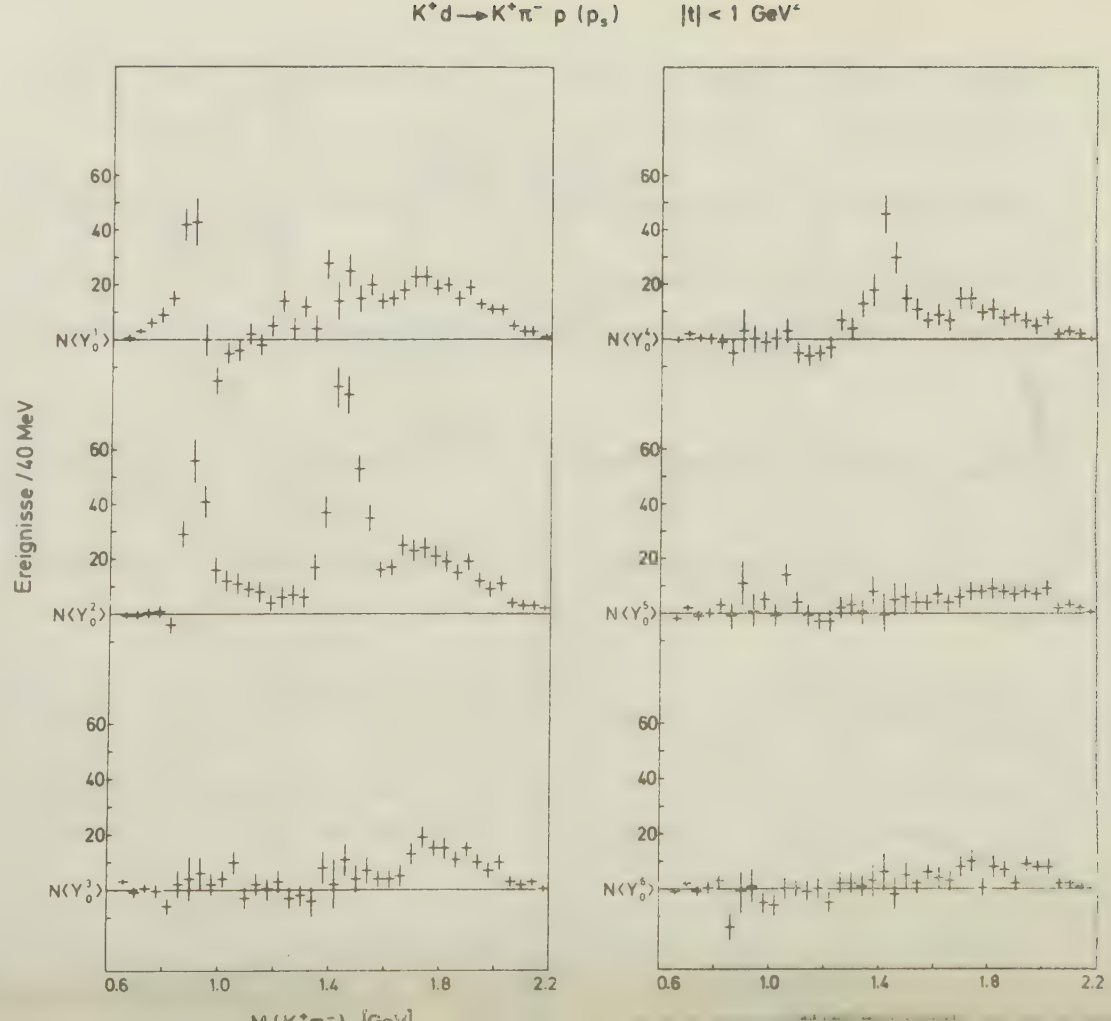

$K^+d \rightarrow K^+\pi^- p\ (p_s)$ $|t| < 1\ GeV^2$
Ereignisse / 40 MeV
$N\langle Y_0^1 \rangle$
$N\langle Y_0^2 \rangle$
$N\langle Y_0^3 \rangle$
$N\langle Y_0^4 \rangle$
$N\langle Y_0^5 \rangle$
$N\langle Y_0^6 \rangle$
60
40
20
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2

Abb.11

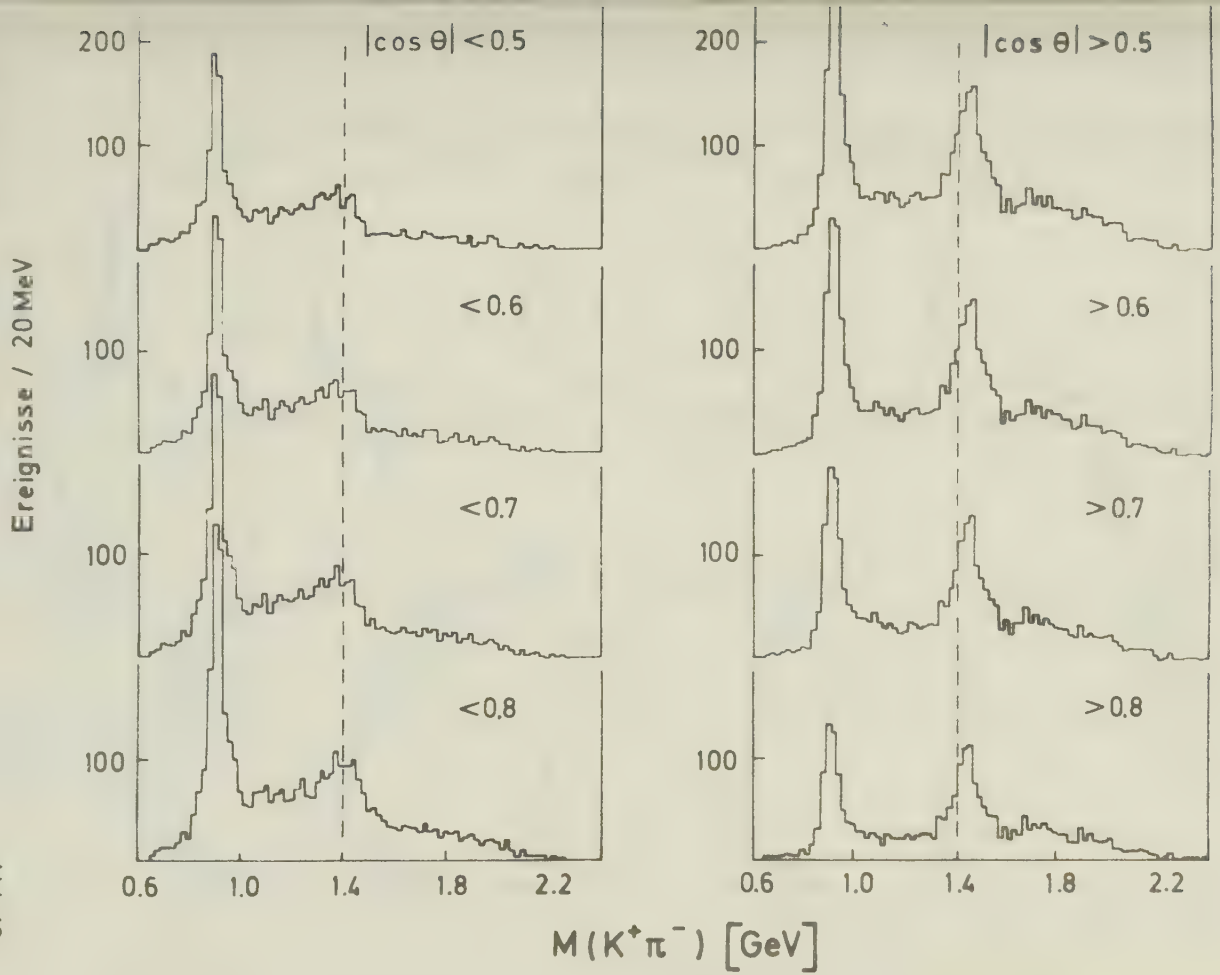

|cos θ| < 0.5
|cos θ| > 0.5
< 0.6
> 0.6
< 0.7
> 0.7
< 0.8
> 0.8
200
100
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
Ereignisse / 20 MeV
M(K⁺π⁻) [GeV]

Abb.12

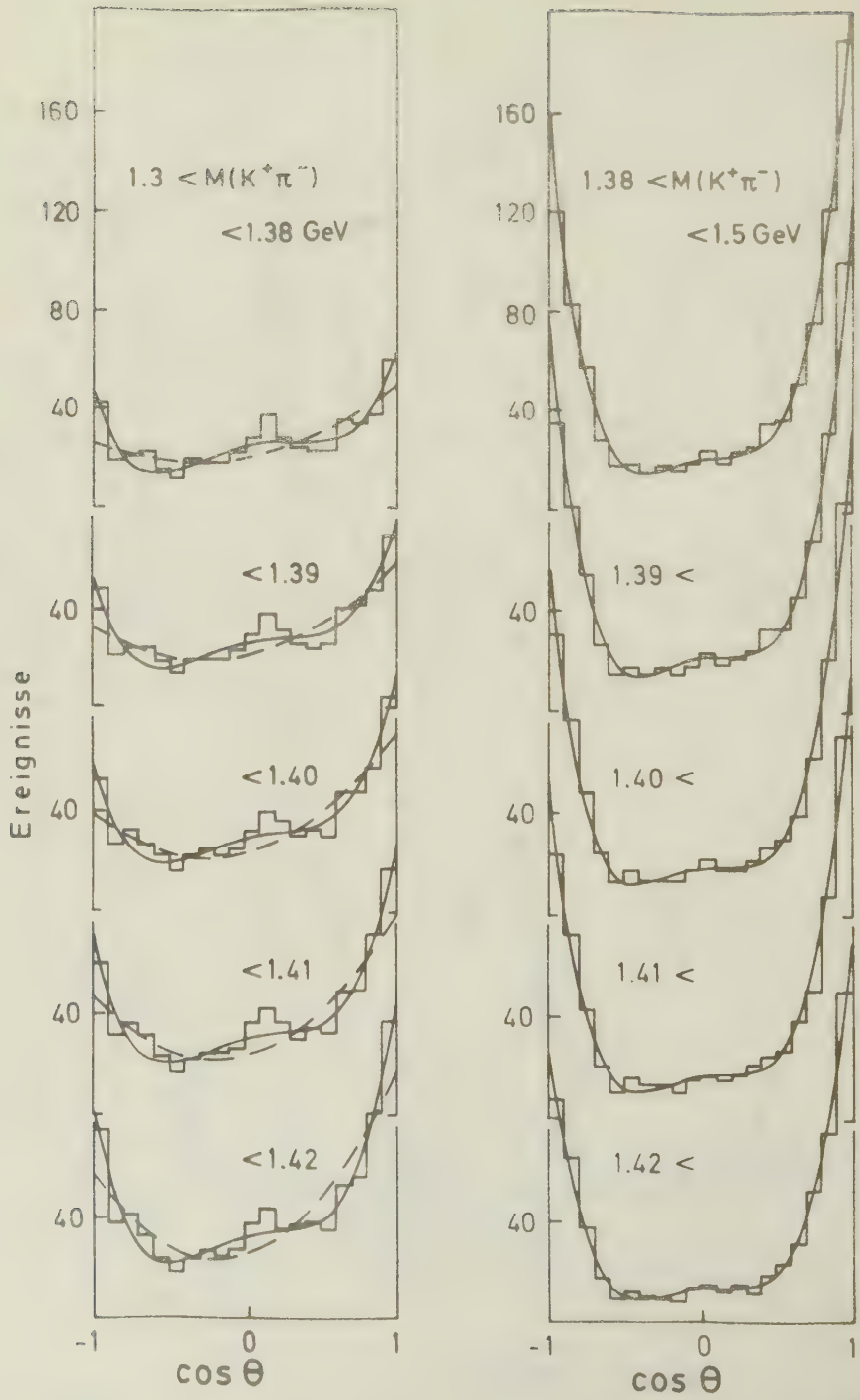

160
120
80
40
1.3 < M(K⁺π⁻) < 1.38 GeV
< 1.39
< 1.40
< 1.41
< 1.42
Ereignisse
-1
0
1
cos θ
1.38 < M(K⁺π⁻) < 1.5 GeV
1.39 <
1.40 <
1.41 <
1.42 <

Abb.13

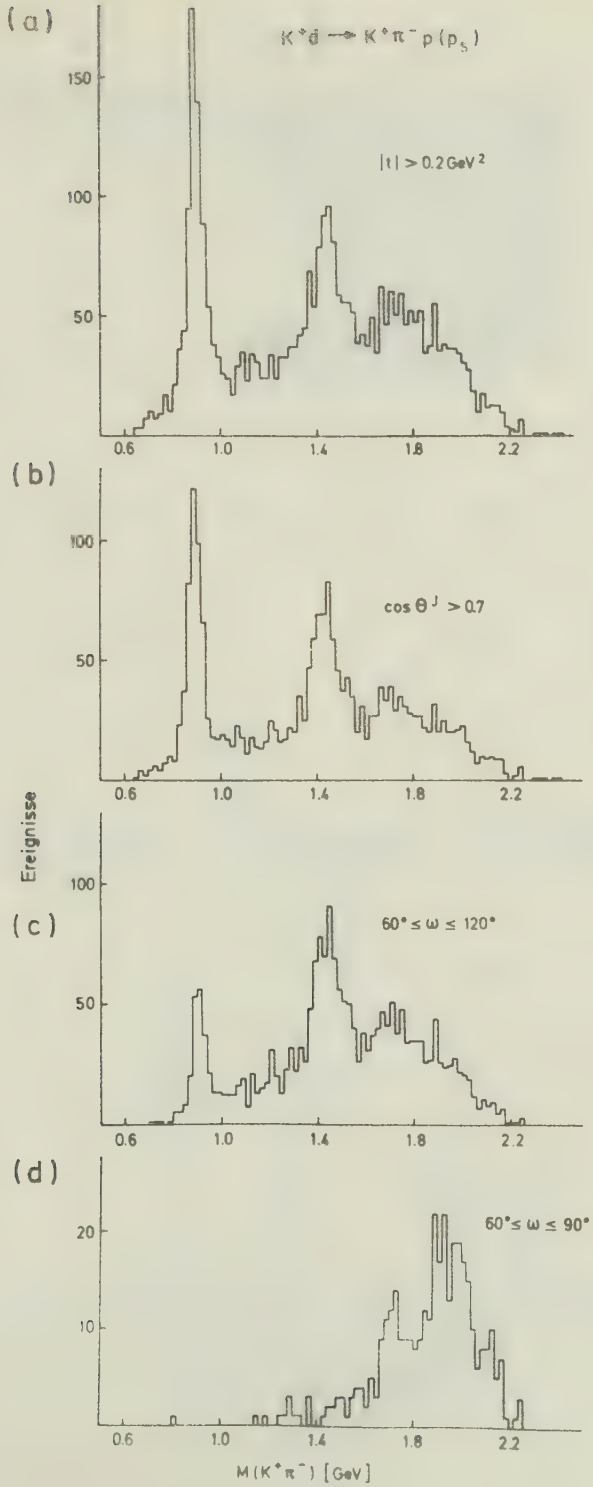

(a)
$K^+d \rightarrow K^+\pi^- p(p_s)$
$|t| > 0.2\,GeV^2$
(b)
$\cos\Theta^J > 0.7$
(c)
$60° \leq \omega \leq 120°$
(d)
$60° \leq \omega \leq 90°$
Ereignisse
$M(K^+\pi^-)$ [GeV]

Abb.14

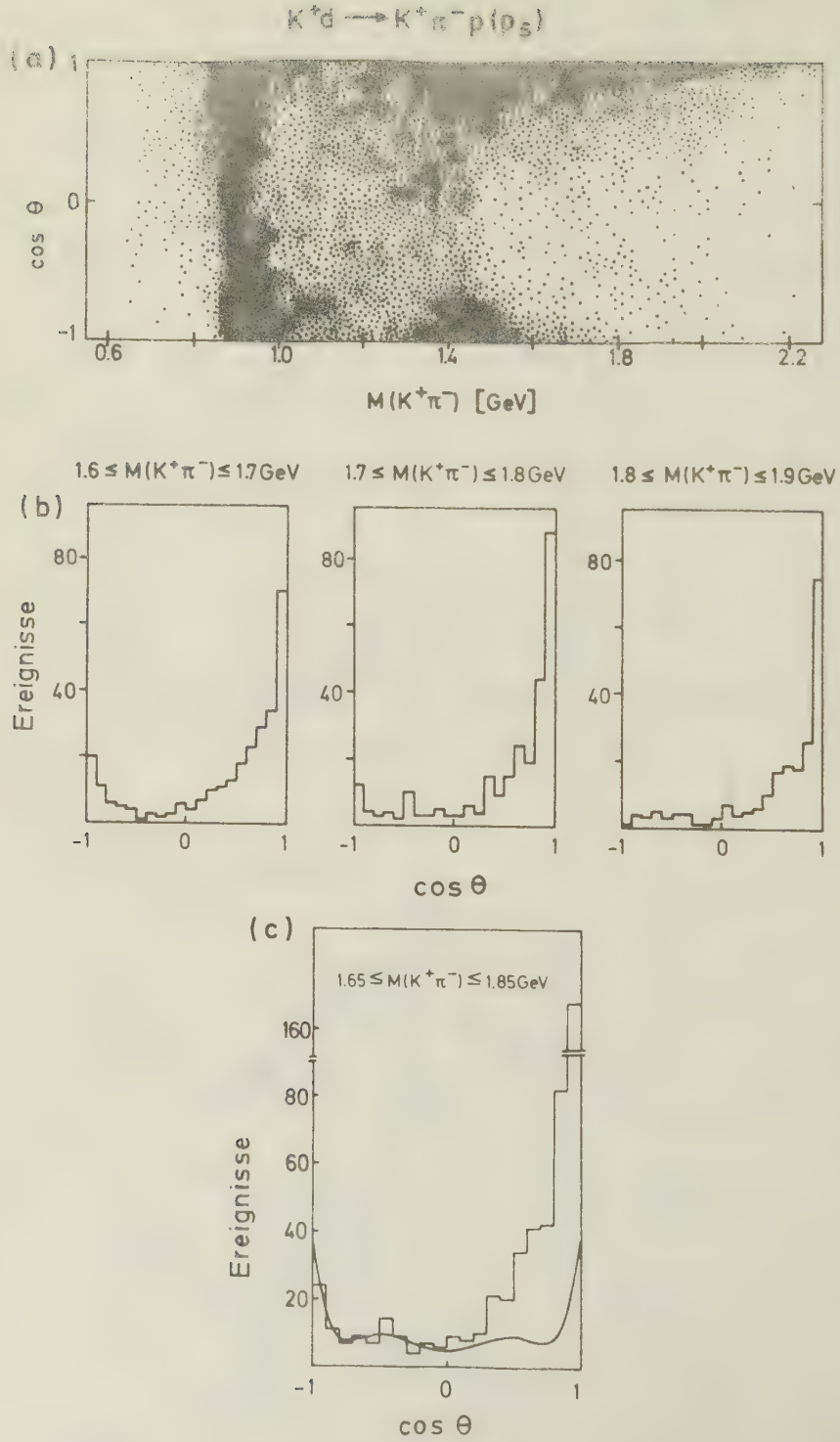

$K^+d \longrightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
(a)
cos θ
1
0
-1
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
M(K⁺π⁻) [GeV]
1.6 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.7 GeV
1.7 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.8 GeV
1.8 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.9 GeV
(b)
Ereignisse
80
40
-1
0
1
cos θ
(c)
1.65 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.85 GeV
160
80
60
40
20
Ereignisse
-1
0
1
cos θ

Abb.15

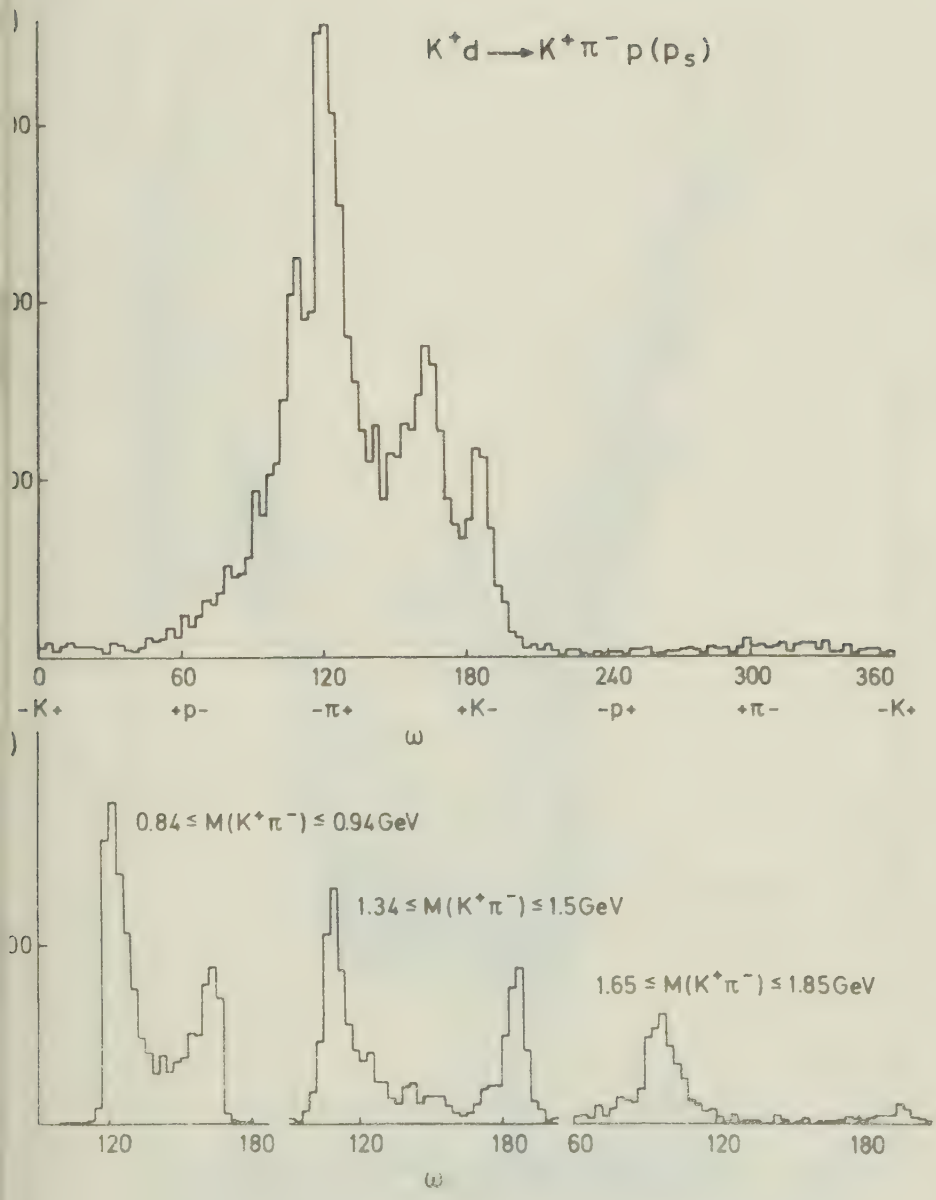

$K^+d \longrightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
0
60
120
180
240
300
360
-K+
+p-
-π+
+K-
-p+
+π-
-K+
ω
0.84 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 0.94GeV
1.34 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.5GeV
1.65 ≤ M(K⁺π⁻) ≤ 1.85GeV
120
180
120
180
60
120
180
ω

Abb.16

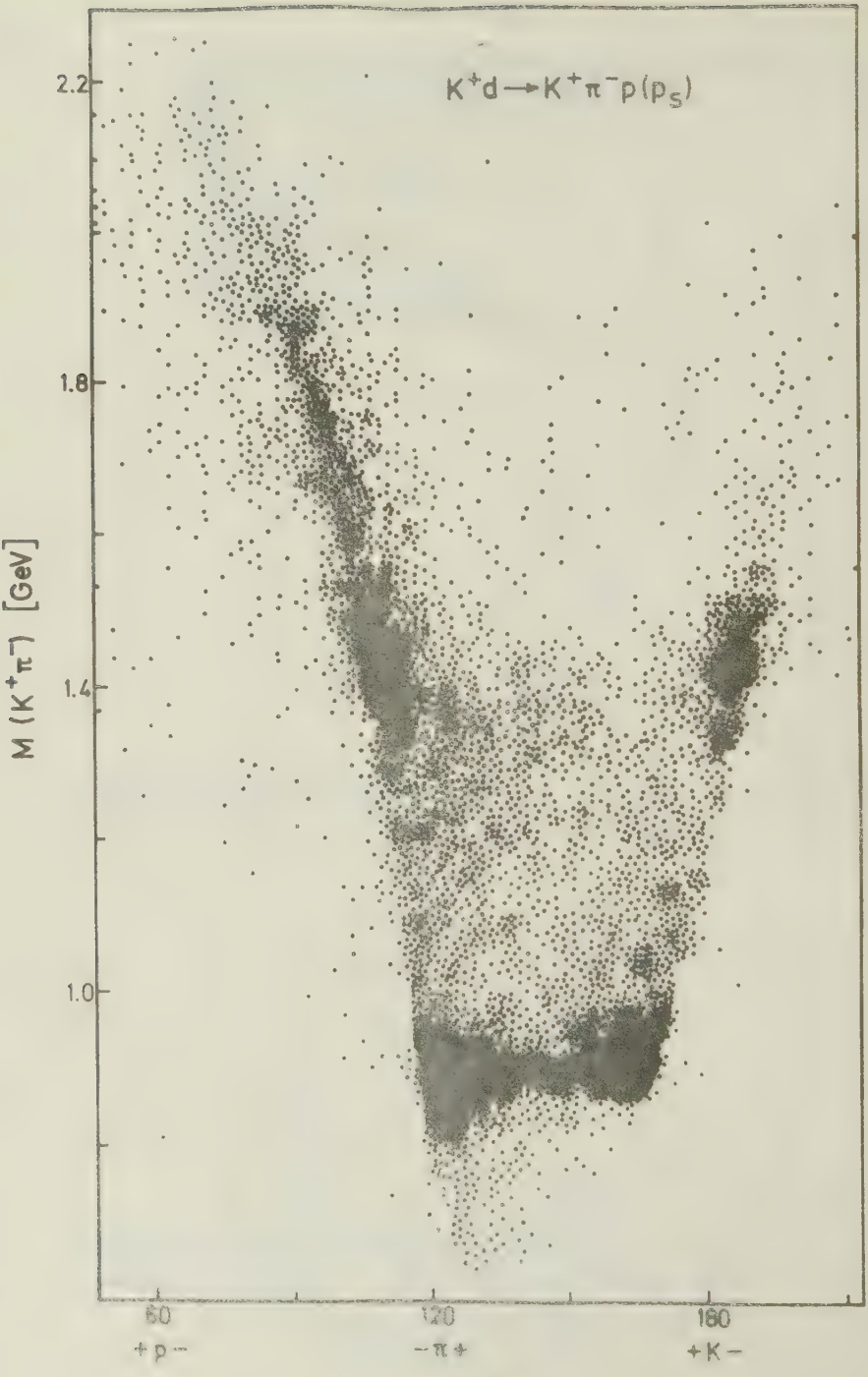


Abb.17

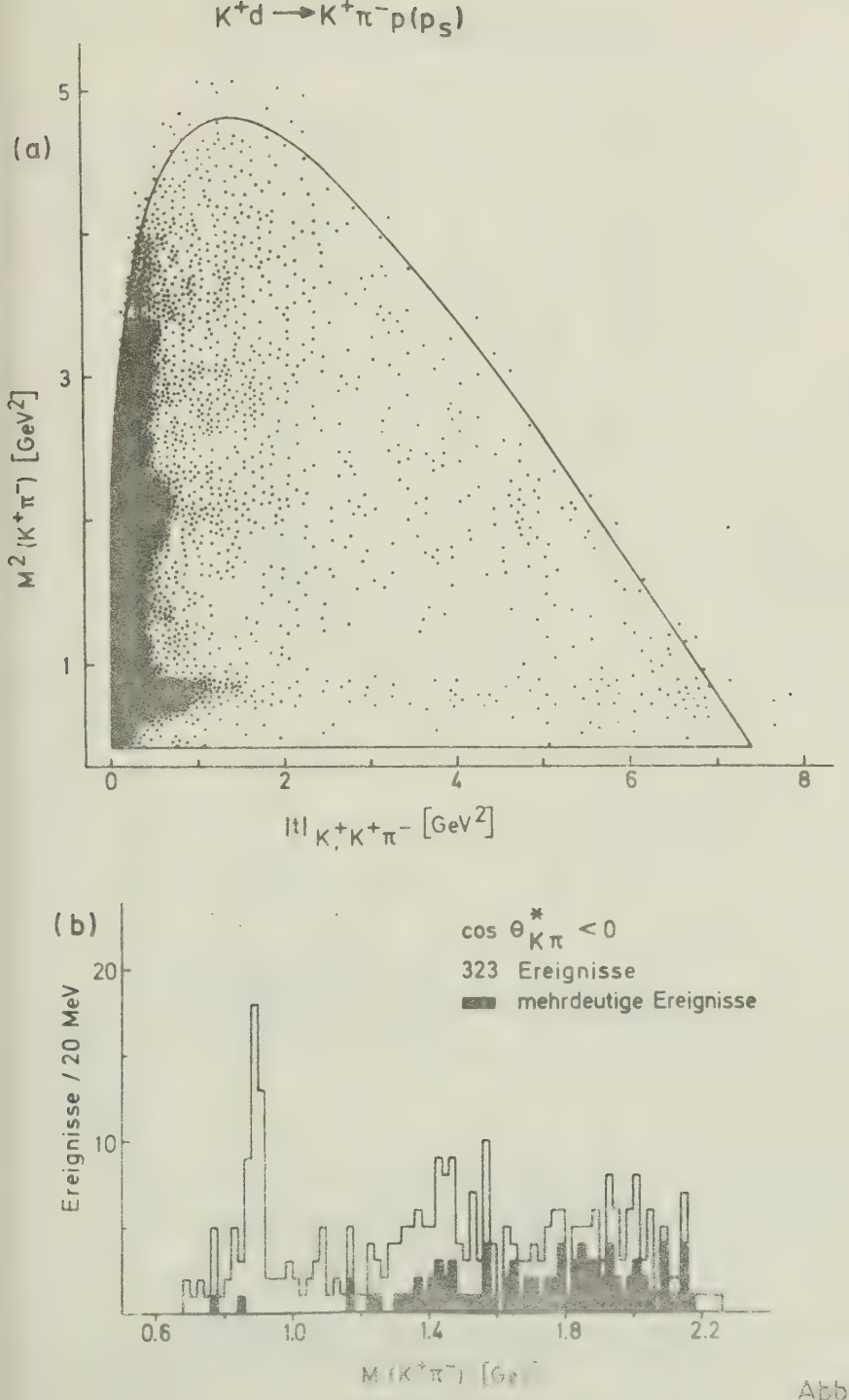

$K^+d \rightarrow K^+\pi^-p(p_s)$
(a)
$M^2(K^+\pi^-)$ [GeV^2]
$|t|_{K^+K^+\pi^-}$ [GeV^2]
(b)
$\cos\theta^*_{K\pi} < 0$
323 Ereignisse
mehrdeutige Ereignisse
Ereignisse / 20 MeV
$M(K^+\pi^-)$ [Ge

Abb.18

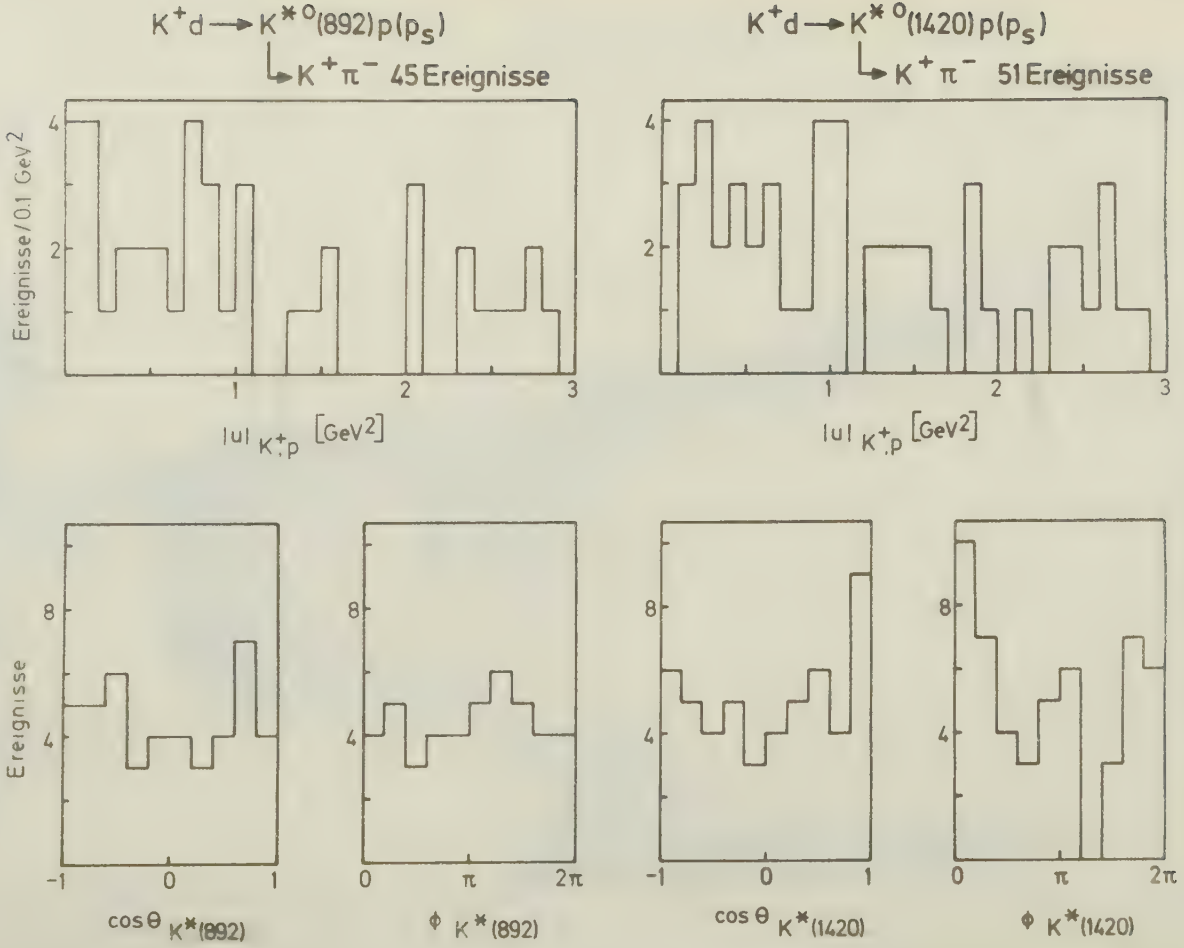

$K^+d \rightarrow K^{*0}(892)p(p_s)$
$\hookrightarrow K^+\pi^-$ 45 Ereignisse
Ereignisse / 0.1 GeV^2
$|u|_{K^+p}$ [GeV^2]
$K^+d \rightarrow K^{*0}(1420)p(p_s)$
$\hookrightarrow K^+\pi^-$ 51 Ereignisse
$|u|_{K^+p}$ [GeV^2]
Ereignisse
$\cos\Theta_{K^*(892)}$
$\Phi_{K^*(892)}$
$\cos\Theta_{K^*(1420)}$
$\Phi_{K^*(1420)}$

Abb. 19

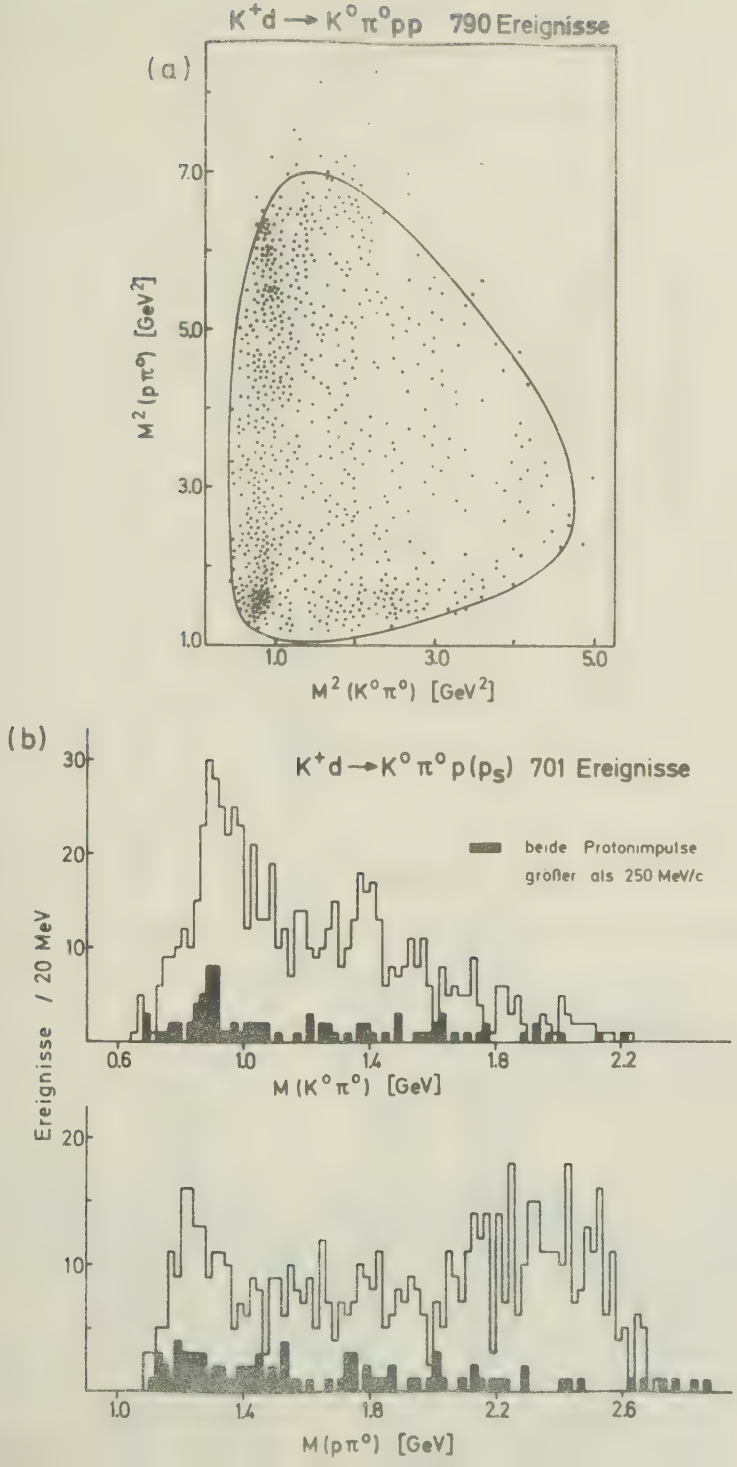

K⁺d → K°π°pp 790 Ereignisse
(a)
7.0
5.0
3.0
1.0
M² (pπ°) [GeV²]
1.0
3.0
5.0
M² (K°π°) [GeV²]
(b)
K⁺d → K°π°p(p_S) 701 Ereignisse
beide Protonimpulse
größer als 250 MeV/c
30
20
10
Ereignisse / 20 MeV
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
M (K°π°) [GeV]
20
10
1.0
1.4
1.8
2.2
2.6
M (pπ°) [GeV]

Abb.20

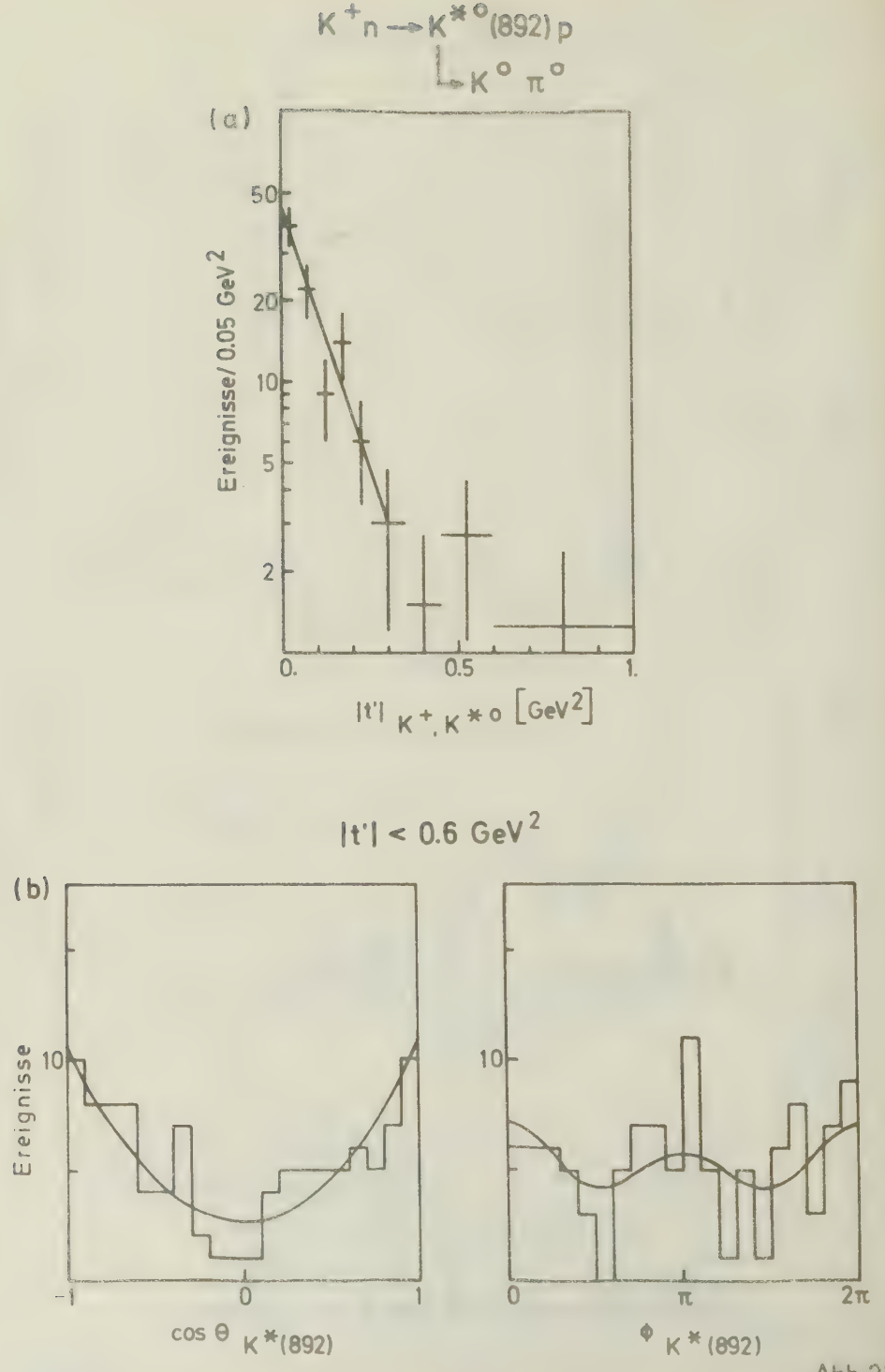

K⁺n → K*°(892) p
↳ K° π°
(a)
Ereignisse/0.05 GeV²
50
20
10
5
2
0.
0.5
1.
|t'| K⁺,K*° [GeV²]
|t'| < 0.6 GeV²
(b)
Ereignisse
10
−1
0
1
cos θ K*(892)
10
0
π
2π
Φ K*(892)

Abb.21

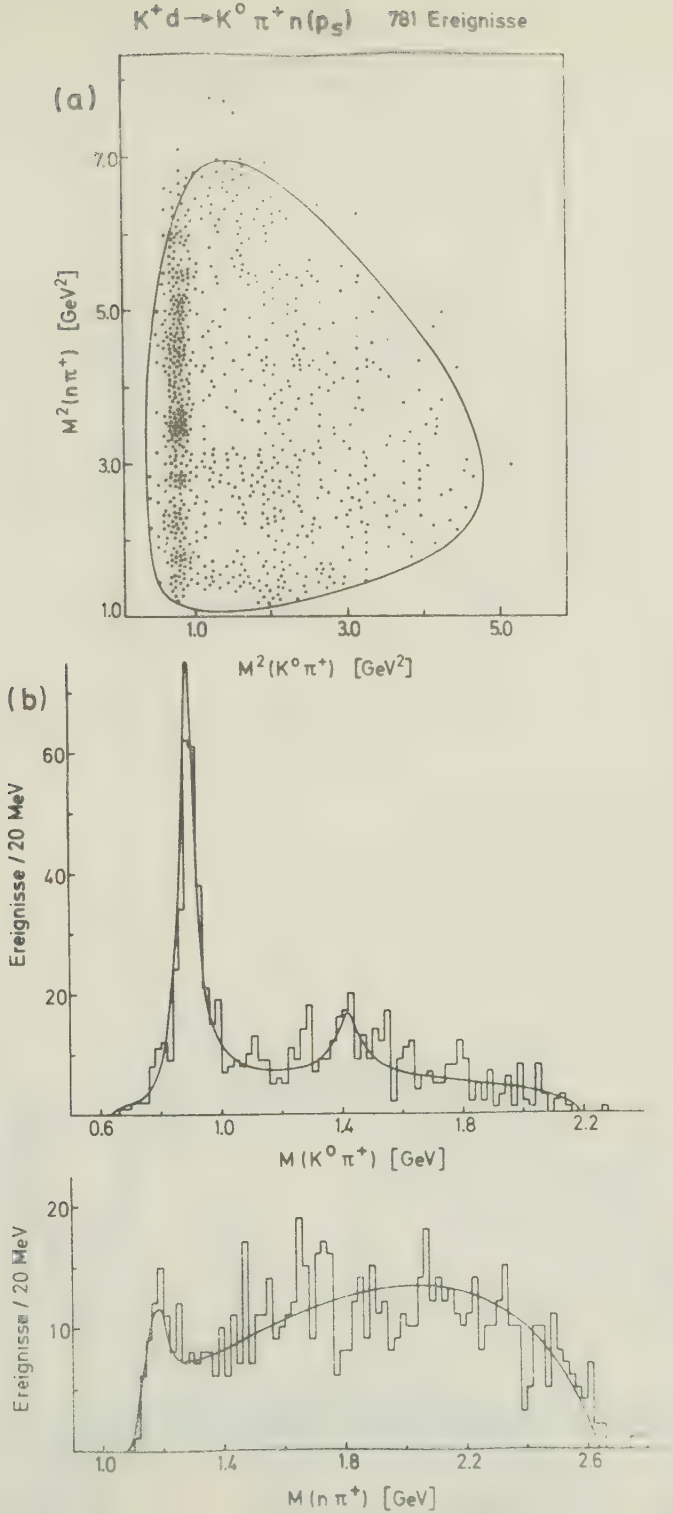

$K^+d \to K^0\pi^+n(p_s)$ 781 Ereignisse
(a)
7.0
5.0
3.0
1.0
$M^2(n\pi^+)$ [GeV^2]
1.0
3.0
5.0
$M^2(K^0\pi^+)$ [GeV^2]
(b)
60
40
20
Ereignisse / 20 MeV
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
$M(K^0\pi^+)$ [GeV]
20
10
Ereignisse / 20 MeV
1.0
1.4
1.8
2.2
2.6
$M(n\pi^+)$ [GeV]

Abb.22

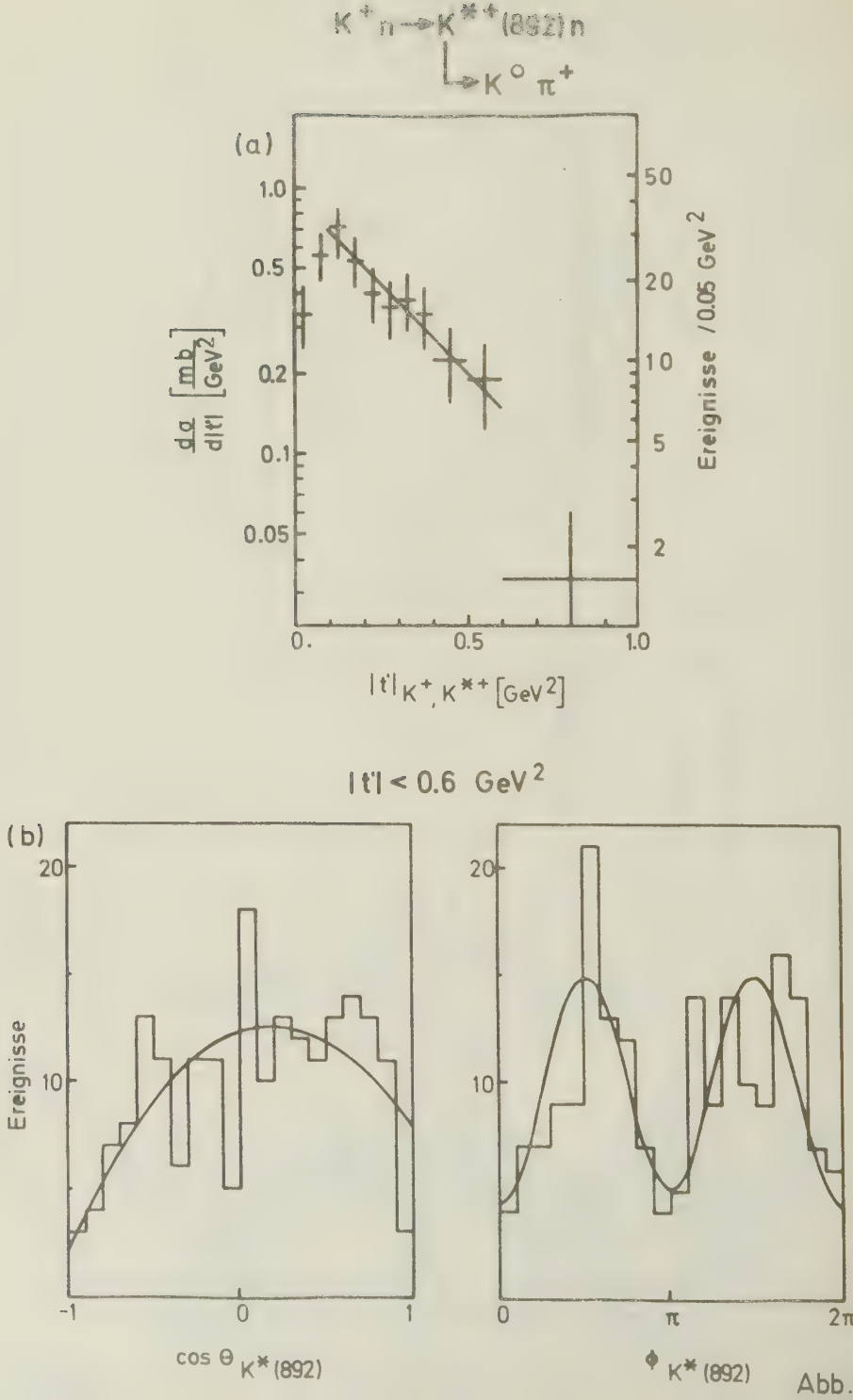

K⁺n → K*⁺(892)n
↳ K° π⁺
(a)
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
dσ/d|t'| [mb/GeV²]
50
20
10
5
2
Ereignisse /0.05 GeV²
0.
0.5
1.0
|t'|K⁺,K*⁺ [GeV²]
|t'| < 0.6 GeV²
(b)
20
10
Ereignisse
-1
0
1
cos Θ K*(892)
20
10
0
π
2π
Φ K*(892)

Abb.23

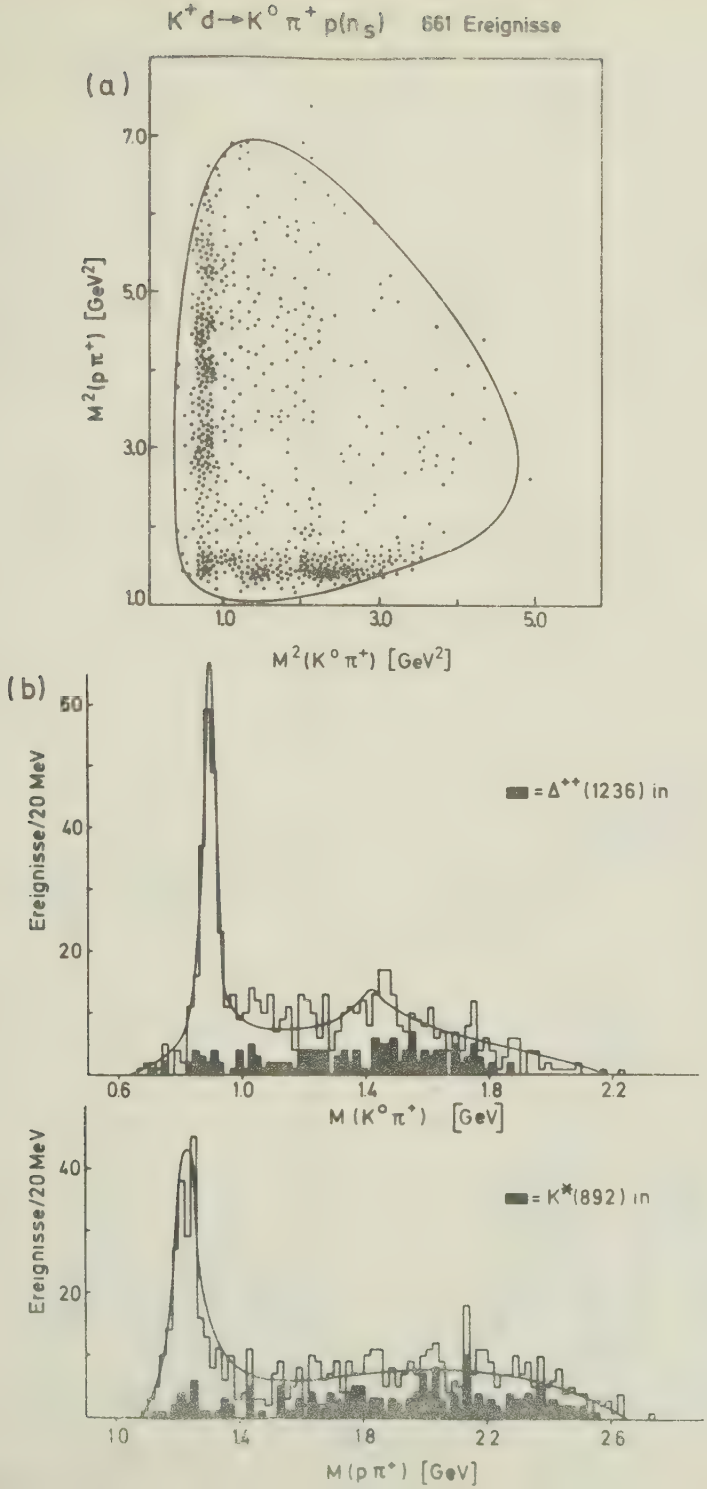

$K^+d \to K^0\pi^+p(n_s)$ 661 Ereignisse
(a)
7.0
5.0
3.0
1.0
$M^2(p\pi^+)$ [GeV^2]
1.0
3.0
5.0
$M^2(K^0\pi^+)$ [GeV^2]
(b)
50
40
20
Ereignisse/20 MeV
= $\Delta^{++}(1236)$ in
0.6
1.0
1.4
1.8
2.2
M ($K^0\pi^+$) [GeV]
40
20
Ereignisse/20 MeV
= $K^*(892)$ in
1.0
1.4
1.8
2.2
2.6
M ($p\pi^+$) [GeV]

Abb.24

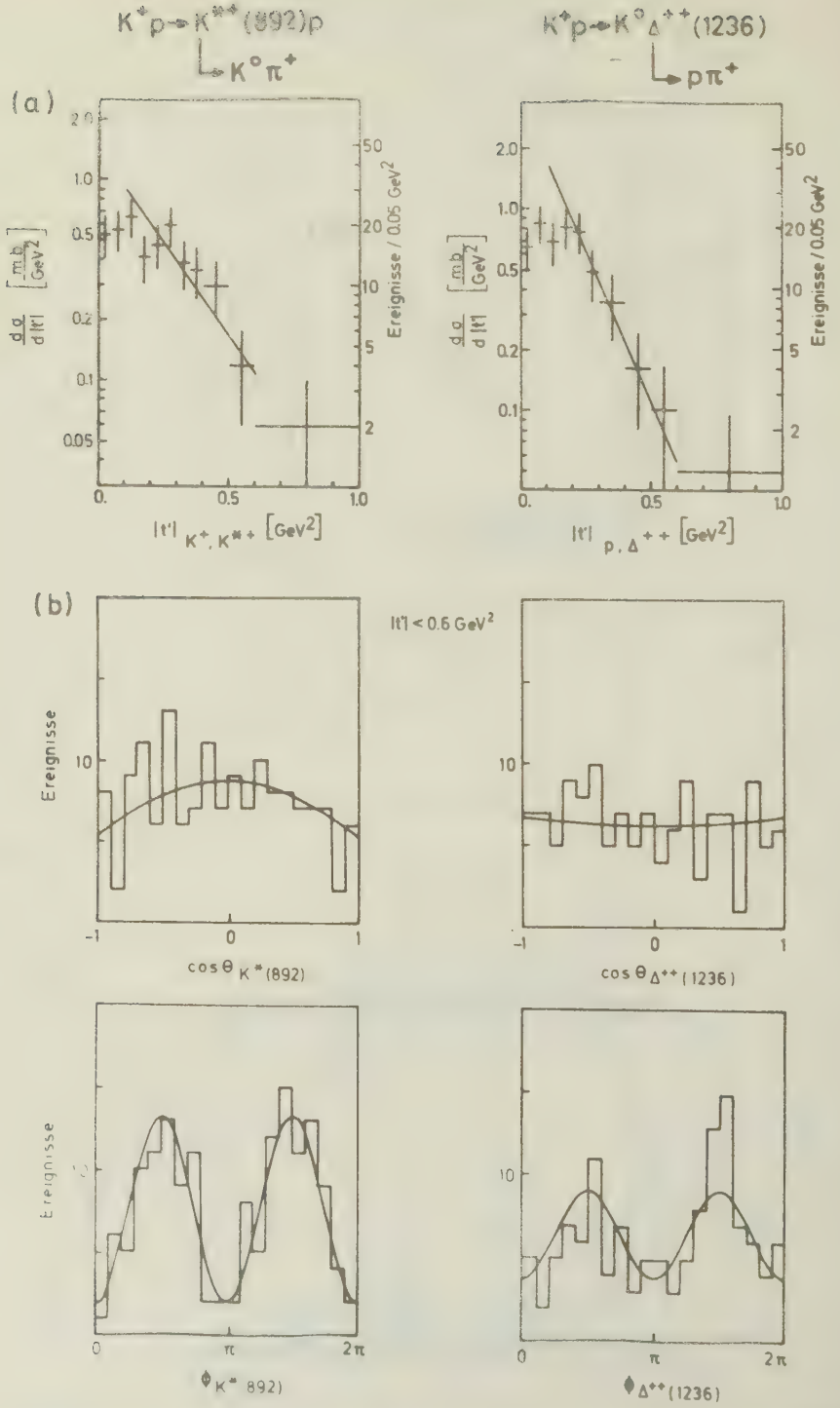

$K^+p \to K^{*+}(892)p$
$\hookrightarrow K^0\pi^+$
$K^+p \to K^0\Delta^{++}(1236)$
$\hookrightarrow p\pi^+$
(a)
$\frac{d\sigma}{d|t'|}$ $\left[\frac{mb}{GeV^2}\right]$
Ereignisse / 0.05 GeV^2
$|t'|_{K^+,K^{*+}}$ [GeV^2]
$|t'|_{p,\Delta^{++}}$ [GeV^2]
(b)
$|t'| < 0.6$ GeV^2
Ereignisse
$\cos\theta_{K^*(892)}$
$\cos\theta_{\Delta^{++}(1236)}$
$\phi_{K^*892)}$
$\phi_{\Delta^{++}(1236)}$

Abb.25

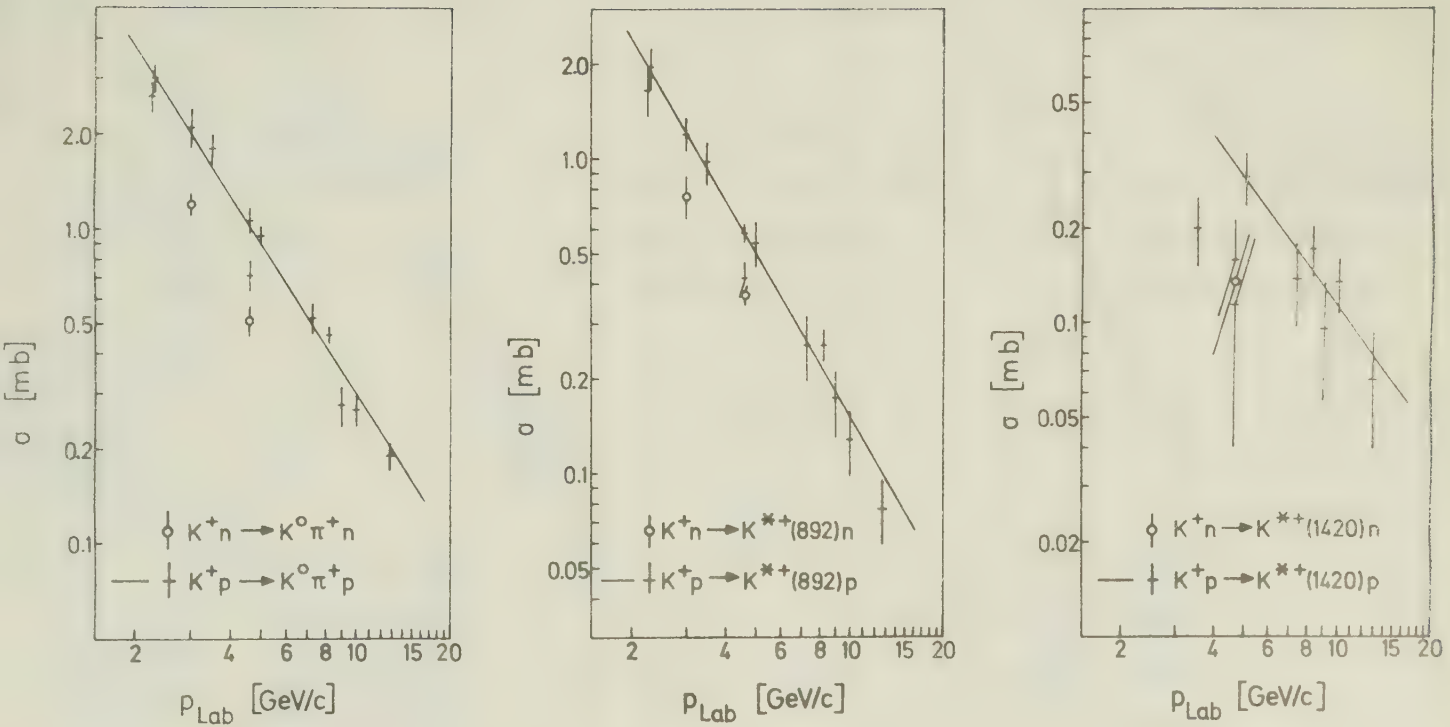
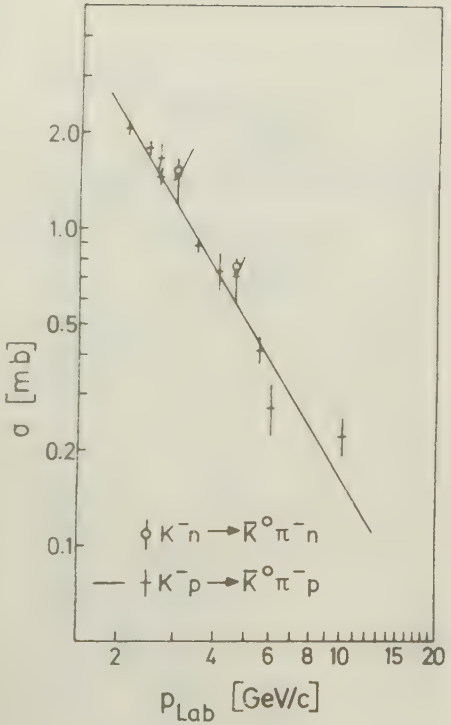
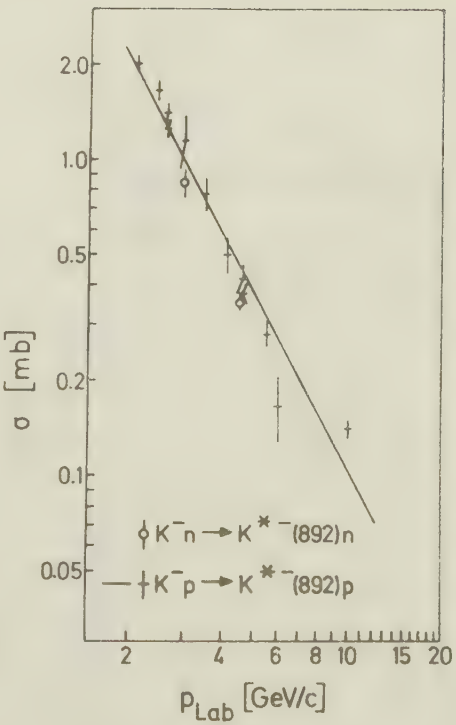

σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
K⁺n → K°π⁺n
K⁺p → K°π⁺p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]
σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
K⁺n → K*⁺(892)n
K⁺p → K*⁺(892)p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]
σ [mb]
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
K⁺n → K*⁺(1420)n
K⁺p → K*⁺(1420)p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]

Abb. 26


σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
K⁻n → K̄°π⁻n
K⁻p → K̄°π⁻p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]


σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
K⁻n → K*⁻(892)n
K⁻p → K*⁻(892)p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]

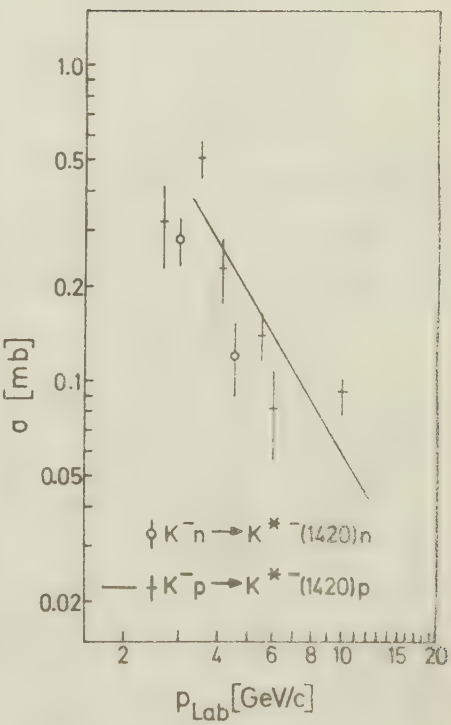
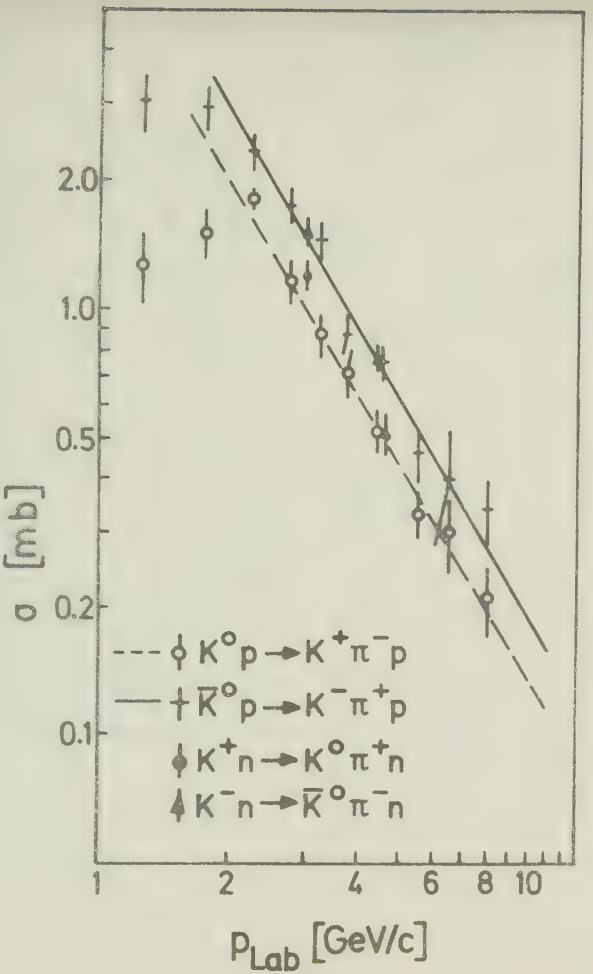

σ [mb]
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
K⁻n → K*⁻(1420)n
K⁻p → K*⁻(1420)p
2
4
6
8
10
15
20
p_Lab [GeV/c]

Abb.27


2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
σ [mb]
K°p → K⁺π⁻p
K̄°p → K⁻π⁺p
K⁺n → K°π⁺n
K⁻n → K̄°π⁻n
1
2
4
6
8
10
p_Lab [GeV/c]

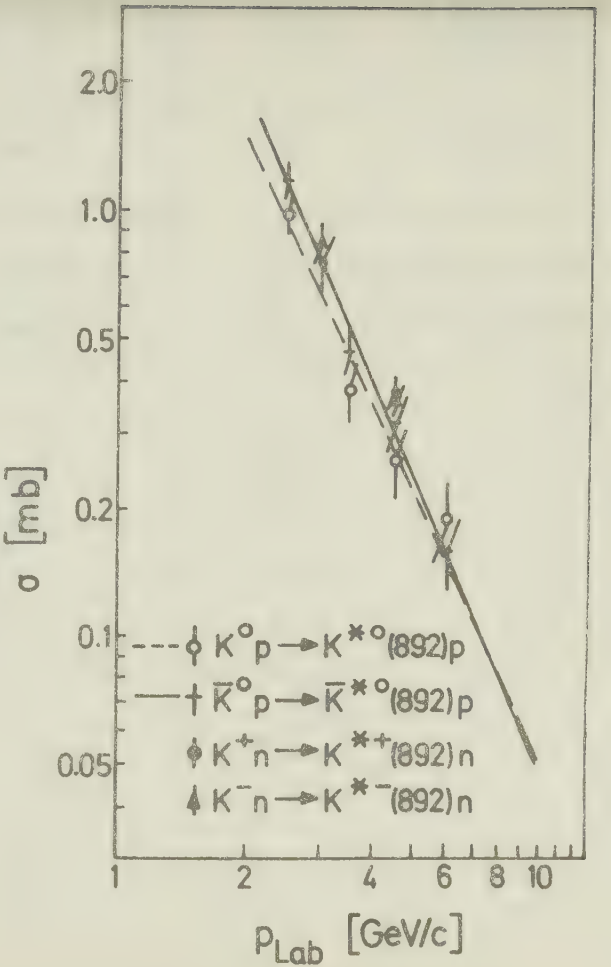
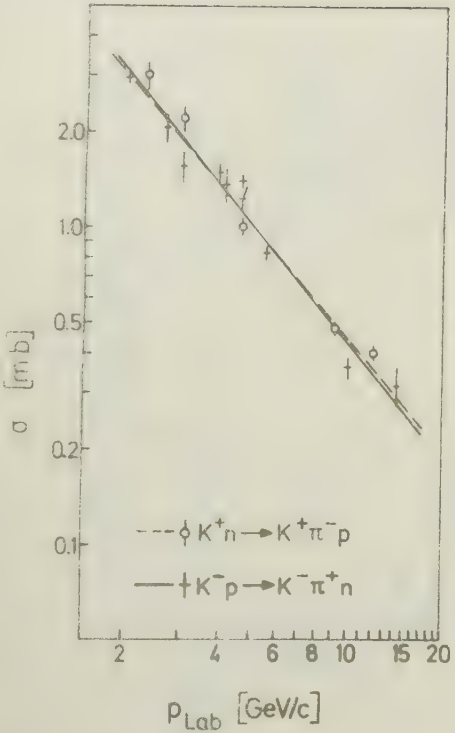
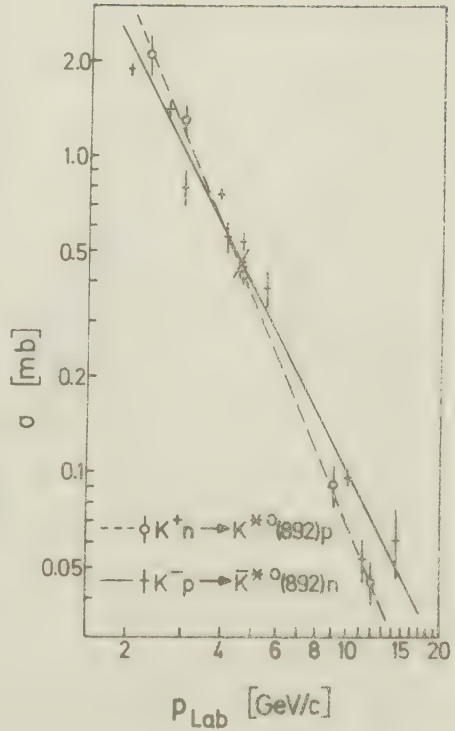

2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
σ [mb]
K°p → K*°(892)p
K̄°p → K̄*°(892)p
K⁺n → K*⁺(892)n
K⁻n → K*⁻(892)n
1
2
4
6
8
10
p_Lab [GeV/c]

Abb.28


σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
2
4
6
8
10
15
20
p_{Lab} [GeV/c]
$K^+n \to K^+\pi^-p$
$K^-p \to K^-\pi^+n$


σ [mb]
2.0
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
2
4
6
8
10
15
20
p_{Lab} [GeV/c]
$K^+n \to K^{*0}(892)p$
$K^-p \to \bar{K}^{*0}(892)n$

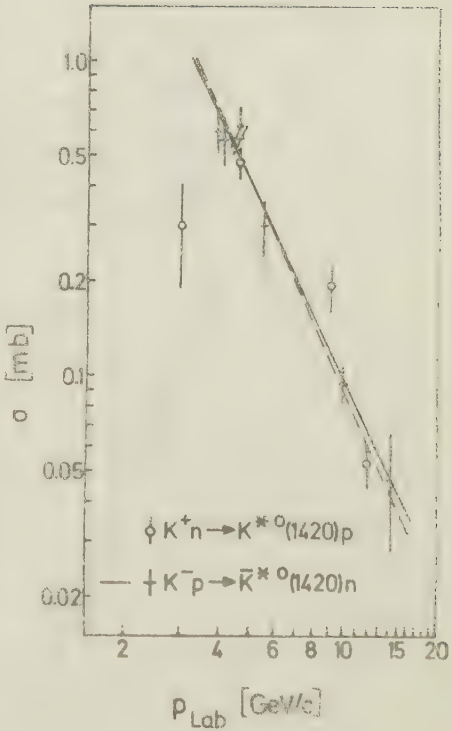

σ [mb]
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
2
4
6
8
10
15
20
p_{Lab} [GeV/c]
$K^+n \to K^{*0}(1420)p$
$K^-p \to \bar{K}^{*0}(1420)n$

Abb. 29

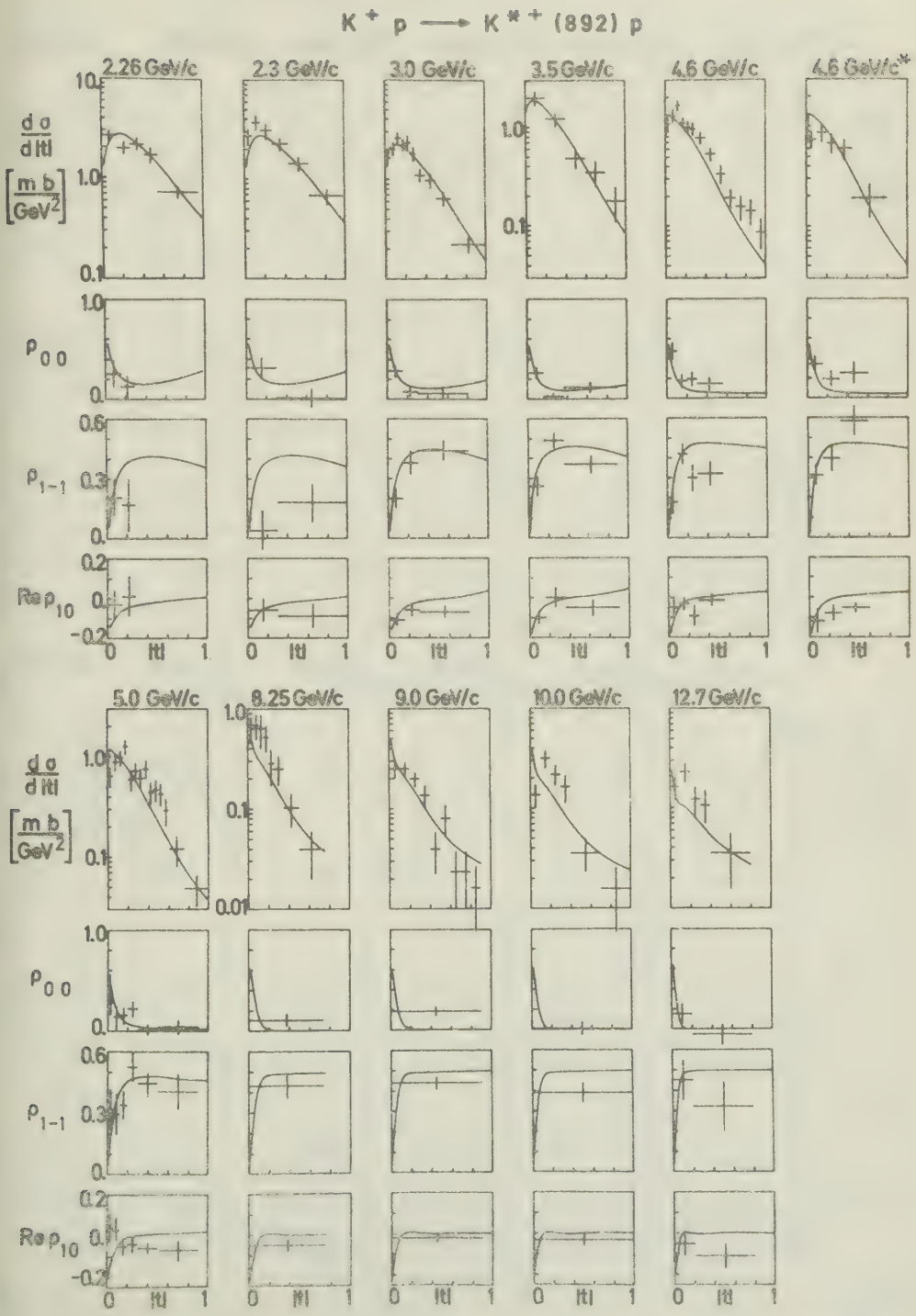

K⁺ p ⟶ K*⁺ (892) p
2.26 GeV/c
2.3 GeV/c
3.0 GeV/c
3.5 GeV/c
4.6 GeV/c
4.6 GeV/c*
5.0 GeV/c
8.25 GeV/c
9.0 GeV/c
10.0 GeV/c
12.7 GeV/c
dσ/d|t| [mb/GeV²]
ρ00
ρ1-1
Re ρ10
|t|

Abb. 30

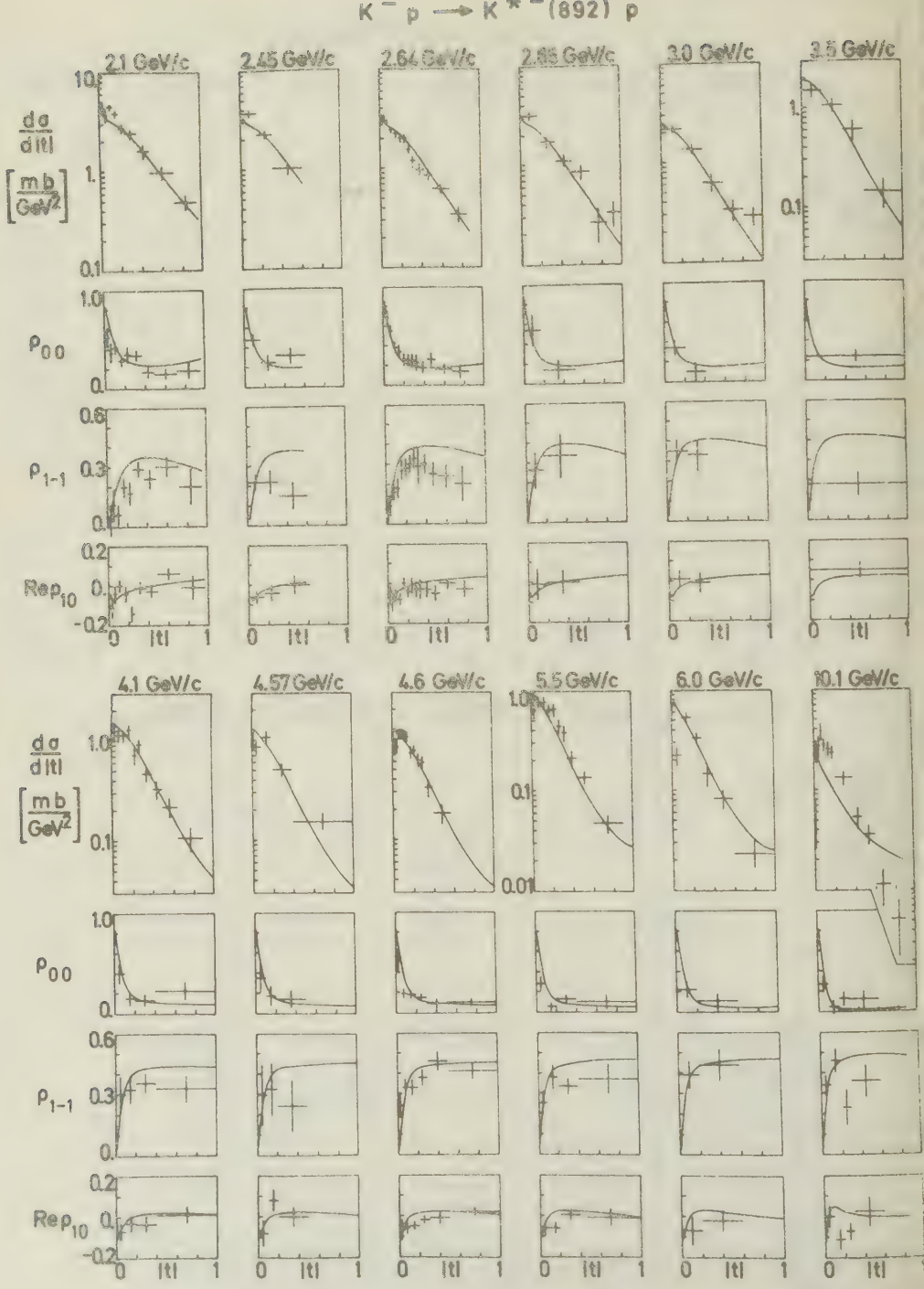

K⁻ p ⟶ K*⁻(892) p
2.1 GeV/c
2.45 GeV/c
2.64 GeV/c
2.85 GeV/c
3.0 GeV/c
3.5 GeV/c
dσ/d|t| [mb/GeV²]
ρ00
ρ1-1
Reρ10
|t|
4.1 GeV/c
4.57 GeV/c
4.6 GeV/c
5.5 GeV/c
6.0 GeV/c
10.1 GeV/c

Abb 3

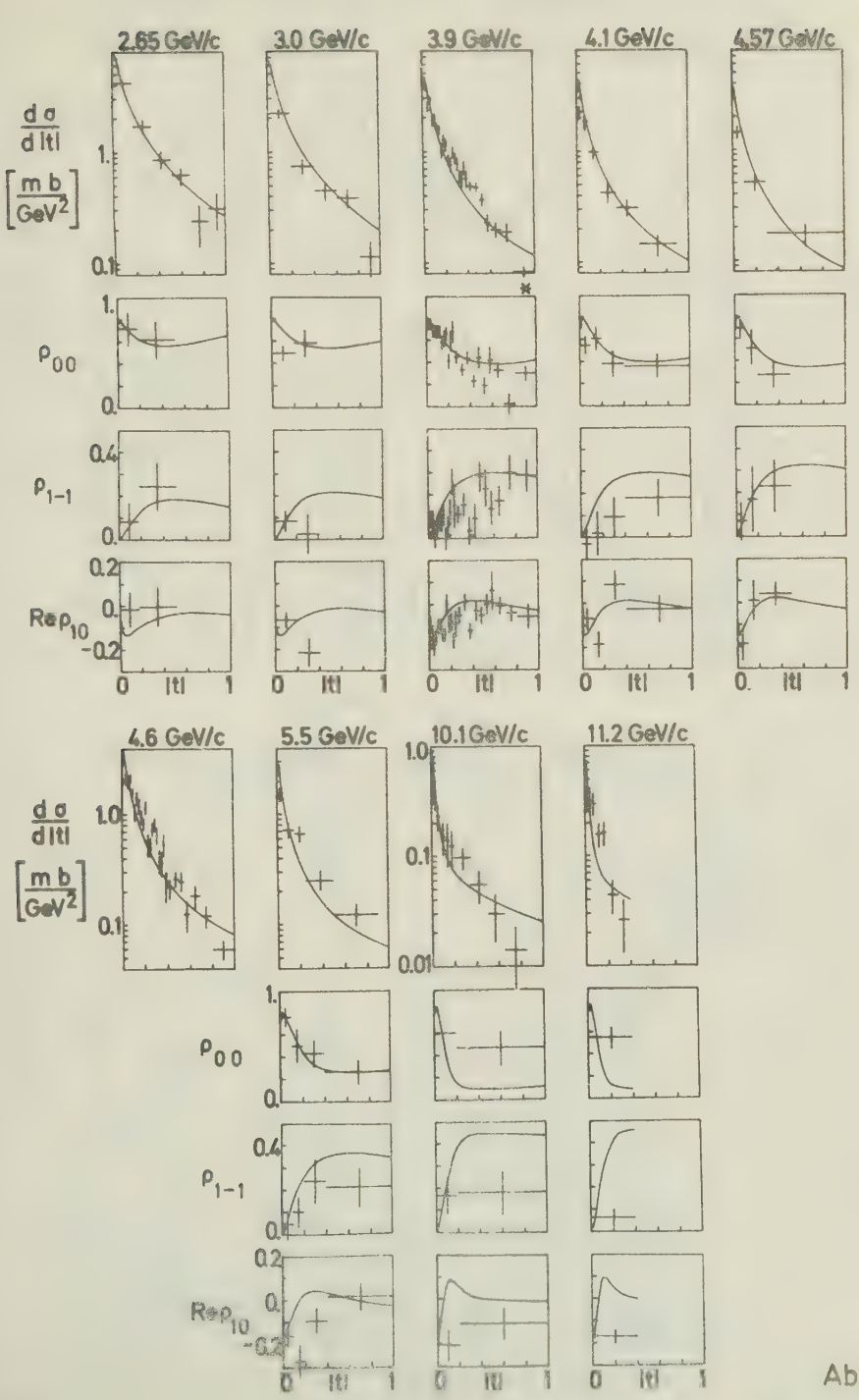

K⁻ p → K̄*⁰(892) n
2.65 GeV/c
3.0 GeV/c
3.9 GeV/c
4.1 GeV/c
4.57 GeV/c
dσ/d|t| [mb/GeV²]
ρ00
ρ1-1
Reρ10
|t|
4.6 GeV/c
5.5 GeV/c
10.1 GeV/c
11.2 GeV/c

Abb.32

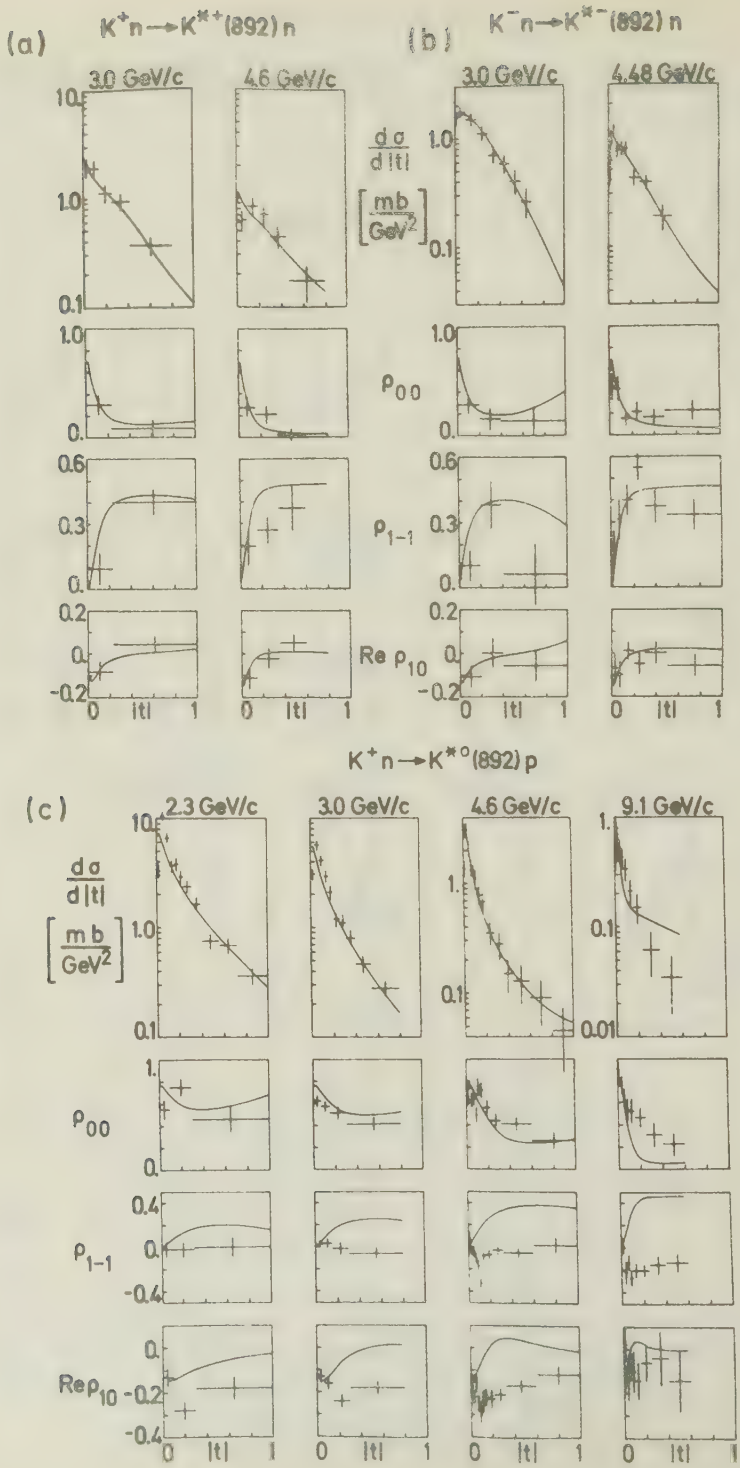

(a)
$K^+n \to K^{*+}(892)n$
(b)
$K^-n \to K^{*-}(892)n$
3.0 GeV/c
4.6 GeV/c
3.0 GeV/c
4.48 GeV/c
$\frac{d\sigma}{d|t|}$
$\left[\frac{mb}{GeV^2}\right]$
ρ_{00}
ρ_{1-1}
$Re\,\rho_{10}$
|t|
$K^+n \to K^{*0}(892)p$
(c)
2.3 GeV/c
3.0 GeV/c
4.6 GeV/c
9.1 GeV/c

Abb.33

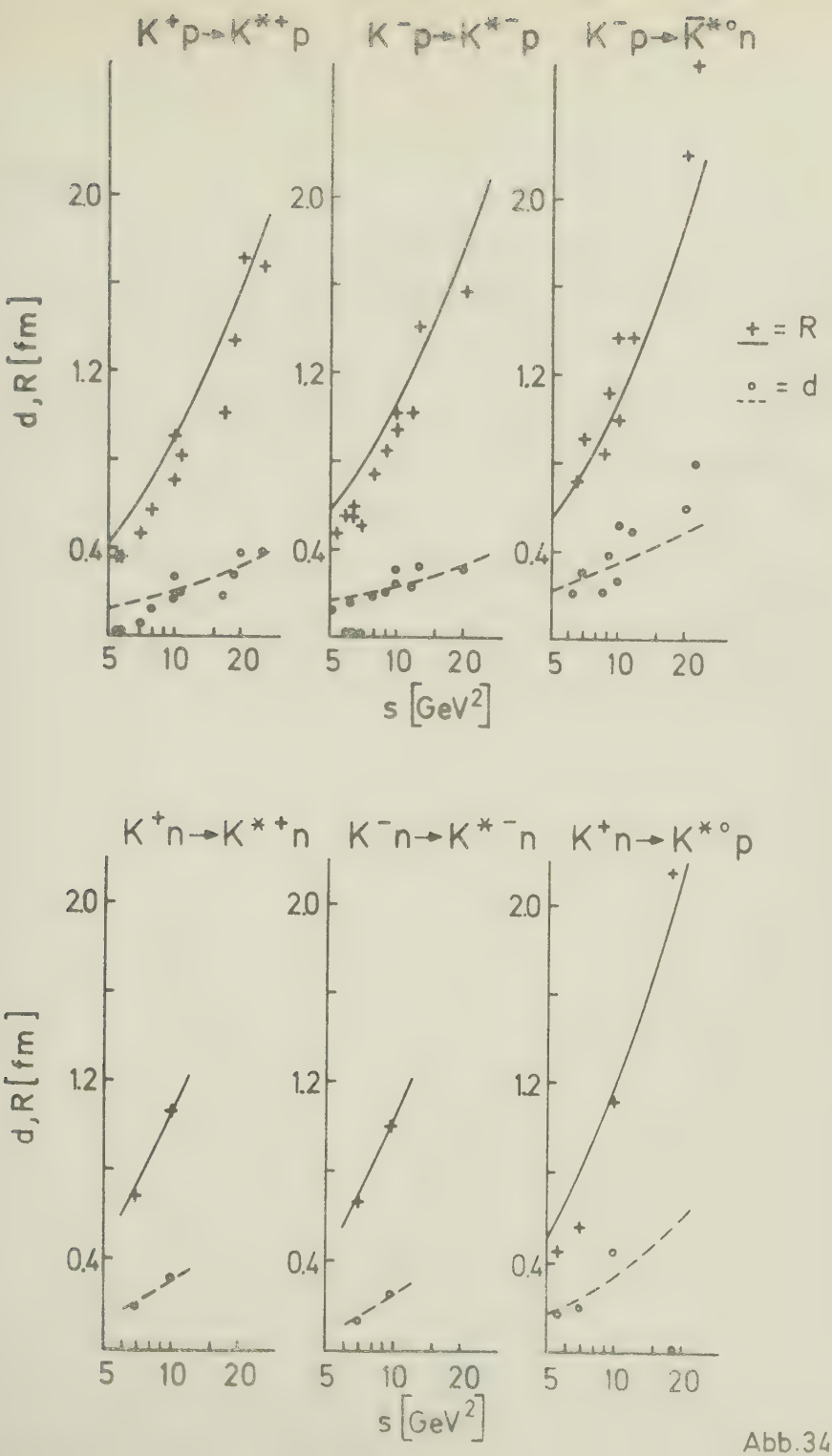

$K^+p \to K^{*+}p$
$K^-p \to K^{*-}p$
$K^-p \to \bar{K}^{*0}n$
$K^+n \to K^{*+}n$
$K^-n \to K^{*-}n$
$K^+n \to K^{*0}p$
d, R [fm]
2.0
1.2
0.4
5
10
20
s [GeV^2]
+ = R
° = d

Abb.34

Danksagung

Herrn Professor Dr. K.Gottstein und Herrn Professor Dr. A.Schmitz danke ich für die Arbeitsmöglichkeit am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik und für die Unterstützung bei der Durchführung dieses Experiments. Mein Dank gebührt auch allen am Experiment beteiligten Mitarbeitern der Blasenkammergruppe. Besonders bedanke ich mich bei Herrn G.Göbel für die gute Zusammenarbeit während der Auswertung des Experiments und bei den Herren Dr. W.Wittek und Dr. G.Wolf für die fruchtbaren Diskussionen und die Anregungen zu dieser Arbeit. Nicht zuletzt sei auch den Kollegen in Brüssel und Genf für die Unterstützung bei der Auswertung der Daten und die Überlassung der Meßergebnisse gedankt.

Lebenslauf

Am 28. August 1941 wurde ich als Sohn des Bundesbahnabteilungspräsidenten Michael Dehm und seiner Frau Thea, geborene Demmel, in München geboren.

Von 1947 bis 1951 besuchte ich die Volksschulen von Rottenbuch, Kreis Schongau, und Gräfelfing bei München. Im September 1951 trat ich in das Realgymnasium Gräfelfing ein, wo ich 1960 mit dem Abitur abschloß.

Vom Wintersemester 1960/61 an studierte ich Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München. Meine Diplomarbeit fertigte ich in den Jahren 1965-67 am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik an. Im Sommersemester 1967 legte ich die Diplomhauptprüfung für Physik ab.

Seit Oktober 1967 bin ich am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik als wissenschaftlicher Angestellter tätig.